ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 28 FÉVRIER 1949.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

GÉODÉSIE. — *Mesures de pesanteur dans le Sud-Est de la France.* Note (*) de M. **Pierre Lejay.**

Le tableau ci-après donne les valeurs obtenues à la fin de notre campagne gravimétrique de 1947. A la suite des nouvelles liaisons établies avec des gravimètres modernes entre Paris, Toulouse et Bordeaux, nous avons été conduit à modifier la valeur de base de Bordeaux (Observatoire de Floirac) admise précédemment ([1]) de 2 milligals. g'_0 désigne la valeur obtenue en appliquant la correction de Bouguer et la correction pour le relief.

La comparaison de la carte des anomalies de Bouguer et de la carte géologique de la région située au Sud de l'embouchure de la Loire, fait ressortir de remarquables concordances qui méritent d'être signalées : la bande de granits de l'axe armoricain qui s'élargit au Sud-Est de Nantes vers Cholet et le Sud d'Angers d'une part, et s'étend d'autre part largement sur la région de La Roche-sur-Yon, pour finir dans l'étranglement du Sud-Est de Partenay, coïncide presque exactement avec les zones de plus fortes anomalies négatives. Il n'est pas douteux qu'il existe entre les deux faits une étroite corrélation.

Mais, tandis que sur la carte géologique, on voit disparaître les granits à une dizaine de kilomètres au Sud-Est de Partenay, l'étroite bande d'anomalies négatives se prolonge d'une trentaine de kilomètres au delà. Les anomalies gravimétriques viennent ainsi confirmer les données géologiques tendant à faire conclure que les granits armoricains s'étendent dans le seuil du Poitou de façon continue sous une faible couverture jurassique.

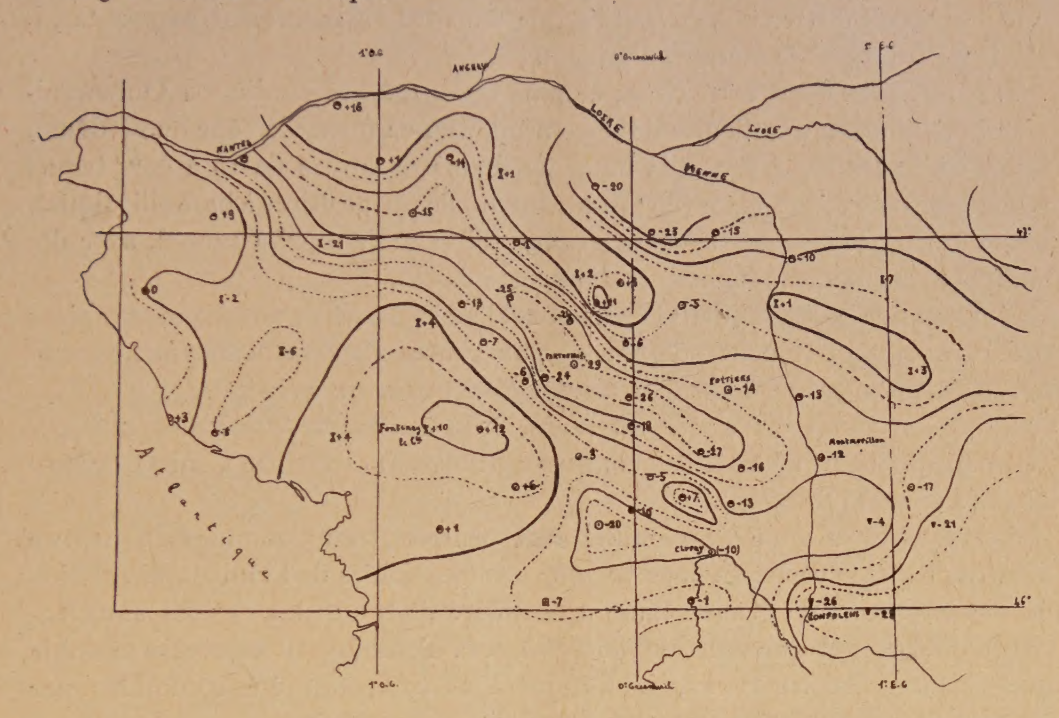
(*) Séance du 14 février 1949.

([1]) *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 935. Les valeurs de g données p. 937 doivent en conséquence être diminuées de 2 milligals.

Campagne gravimétrique du 3 au 16 septembre 1947.

	Stations.	Longitude.	Latitude.	Altitude.	g.	g_0.	g'_0.	γ'_0.	$g_0-\gamma'_0$.	$g'_0-\gamma'_0$.
		° ′	° ′	m	gals	gals	gals	gals	gals	gals
122	Bordeaux	0.31,3 O. G.	44.50,7	71	980,570	980,590	980,584	980,615	—23	—31
123	Saint-Jean-d'Illac	0.46,9	48,8	46	578	593	588	613	—20	—25
124	Hourtin	1.03,5	45.11,2	19	623	629	627	646	—17	—19
125	Le Verdon	1.03,9	32,7	5,5	663	665	664	678	—14	—14
126	Lamarque	0.41,5	06,0	4,5	609	611	610	638	—27	—28
127	Cavignac	0.23,5	06,1	69	586	608	600	639	—31	—39
128	Coutras	0.07,6	02,6	15	592	597	595	633	—36	—38
129	Montpont	0.09,9	00,7	44	592	605	601	630	—25	—29
130	Sainte-Aulaye	0.08,2 E. G.	12,2	65	605	625	618	648	—23	—30
131	Ribérac	0.20,5	14,8	88	619	646	636	652	— 6	—16
132	Montmoreau	0.07,9	23,9	88	634	661	651	665	— 4	—14
133	La Rochebeaucourt	0.22,8	29,1	98	636	666	655	673	— 7	—18
134	Montbron	0.30,2	40,2	143	643	688	672	690	— 2	—18
135	La Rochefoucauld	0.22,8	44,6	84,5	673	699	690	696	+ 3	— 6
136	Mansle	0.10,9	52,6	68	681	703	695	709	— 6	—14
137	Ruffec	0.12,1	46.01,7	100	702	732	721	722	+10	— 1
138	Civray	0.17,8	08,9	112,5	699	734	722	733	+ 1	—11
139	Couhé-Verac	0.10,9	17,9	131	729	769	755	747	+22	+ 8
140	Vivonne	0.15,6	25,4	92	712	740	730	758	—18	—27
141	Lussac	0.43,6	24,2	104	724	756	744	756	0	—12
142	Chauvigny	0.38,7	34,2	67	745	766	758	771	— 5	—13
143	Poitiers	0.20,9	35,2	81	742	767	759	773	— 6	—14
144	Saint-Maurice	0.24,5	22,7	111	716	751	738	754	— 3	—16
145	Sommières	0.21,6	16,8	114	710	745	732	745	0	—13
146	Lezay	0.00,5 O. G.	16,0	128	708	748	734	744	+ 4	—10
148	Saint-Sauvant	0.03,2 E. G.	21,6	144	719	763	747	752	+ 9	— 5
149	Sanxay	0.00,5 O. G.	29,6	131	720	760	746	764	— 4	—18
150	Parthenay	0.15,1 O. G.	39,1	154	718	766	749	778	—12	—29
151	Azay	0.21,0	37,6	178	717	772	752	776	— 4	—24
152	Moncoutant	0.35,3	43,4	206	737	801	778	785	+16	— 7
153	Cerizay	0.40,2	49,4	175	746	800	781	794	+ 6	—13
154	Argenton	0.27,5	59,1	119	783	820	807	808	+12	— 1
155	Saint-Jouin	0.03,1	52,9	100	788	818	807	799	+19	+ 8
156	Mirebeau	0.08,0 E. G.	47,0	152	756	803	786	790	+13	— 4
157	Loudun	0.04,5 E. G.	47.00,7	100	768	799	788	811	—12	—23
158	Montreuil	0.09,3 O. G.	08,1	58	805	823	817	837	—14	—20
159	La Menitré	0.16,3	24,2	24	843	850	847	846	+ 4	+ 1
160	Cuon	0.06,6	28,7	45	837	851	847	853	— 2	— 6
161	Le Lude	0.09,5 E. G.	38,8	49	853	869	863	868	+ 1	— 5
162	Rillé	0.15,0	27,1	81	829	853	844	850	+ 3	— 6
163	Vernoil	0.04,7	23,2	70	828	849	841	845	+ 4	— 3
164	Montsoreau	0.03,8	12,9	45	802	816	811	829	—13	—18
165	Richelieu	0.19,3	00,8	55	786	803	796	811	— 8	—15
166	Dangé	0.36,4	46.56,3	49	785	800	794	804	— 4	—10
167	Ligueil	0.49,0	47.02.7	77	786	809	801	814	— 5	—13
168	Sainte-Maure	0.37,2	06,7	92	777	806	795	820	—14	—25
169	Azay-le-Rideau	0.28,0	15,7	48	811	826	821	833	— 7	—12
170	Villandry	0.30,8	20,5	53	822	839	833	841	— 2	— 8
171	Château-la-Vallière	0.19,1	32,7	93	828	856	846	859	— 3	—13
172	Château-du-Loir	0.25,1	41,7	62	853	872	865	872	0	— 7
173	Villaines-sous-Luce	0.28,9	52,0	101	865	896	885	888	+ 8	— 3
174	Saint-Calais	0.44,7	55,3	100	865	896	885	893	+ 3	— 8
175	Authon-du-Perche	0.53,9	48.11,8	245	856	931	904	917	+14	—13
176	Arrou	1.07,4	05,9	162	855	905	887	908	— 3	—21
	Bagneux	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Les anomalies disparaissent au contraire dans la région de Fontenay-le-Comte, le long de la côte atlantique.



On notera encore sur la carte gravimétrique la rupture de l'orientation générale des isanomales au Nord de Confolens; la discontinuité entre le prolongement de l'axe armoricain et les masses granitiques du Massif Central est marquée par les zones d'anomalies faibles qui correspondent aux sédiments s'étendant du Sud de Civray à Montmorillon, et par l'aspect en bandes resserrées des anomalies armoricaines, en larges zones plates des anomalies du Limousin.

Les forts gradients observés dans la région de Partenay, la régularité des zones de fortes anomalies constituent des conditions d'interprétation très favorables qui rendraient une étude de détail, par l'établissement d'un réseau serré, particulièrement fructueuse.

ENTOMOLOGIE. — *Les Termitières géantes de l'Afrique équatoriale.* Note (*) de MM. **Pierre-P. Grassé** et **Charles Noirot**.

Par les récits des voyageurs et par quelques très rares notes scientifiques, a été signalée en Afrique équatoriale la présence de termitières gigantesques, dont jusqu'ici l'étude méthodique n'a pas été entreprise.

Les nids des *Bellicositermes natalensis*, *B. bellicosus*, *B. jeanneli* ..., en dépit

(*) Séance du 21 février 1949.

de leurs très grandes dimensions, ne méritent pas d'être qualifiés de géants; le volume de leur masse épigée n'excède pas, dans les cas les plus favorables, une dizaine de mètres cubes. Tandis que dans les vrais termitières géantes, il s'agit de centaines de mètres cubes de terre.

Les nids pris, dans cette Note, comme types ont été étudiés en Oubangui-Chari. Ce sont des monticules de terre argileuse, en forme de cône ou de dôme, hauts de $2^m,50$ à 5^m, avec, à la base, un diamètre moyen de 15 à 20^m, lequel atteint souvent 30^m et même 60^m (dans un nid de forme étirée à base elliptique). Le volume de la terre portée au-dessus du sol varie de 100^{m^3} à 1200^{m^3}, avec des chiffres probablement supérieurs dans certains cas.

Ces monticules logent dans l'épaisseur de leurs parois de nombreuses espèces de Termites appartenant notamment aux genres *Pseudacanthotermes*, *Microtermes*, *Ancistrotermes*, *Trinervitermes* et *Cubitermes sensu latissimo*.

La construction en a été attribuée, soit à *Pseudacanthotermes spiniger* (Laman, Bequaert), soit à *Bellicositermes natalensis* (Emerson), soit à *Bellicositermes goliath* (Ringoet).

Après avoir effectué des fouilles fort pénibles, nous sommes en mesure d'affirmer que le véritable constructeur des monticules de l'Oubangui est bien un *Bellicositermes* de grande taille, qui diffère de toutes les espèces antérieurement décrites et que nous nommons *B. rex*. Toutefois, il est vraisemblable que certains *Bellicositermes*, identiques à *B. rex*., ont été confondus par certains de nos prédécesseurs avec *B. goliath*.

Jusqu'ici, aucune donnée n'a été fournie sur l'architecture des termitières géantes. Nous avons constaté que les nids de très grande taille, mais vides d'habitants, et les nids plus petits contenant une population dense montrent la même disposition intérieure. Naturellement, on distingue une partie épigée et et une partie hypogée qui descend jusqu'au cailloutis latéritique; mais comme on passe insensiblement de l'une à l'autre, nous ne tiendrons pas compte de cette distinction dans la description qui suit.

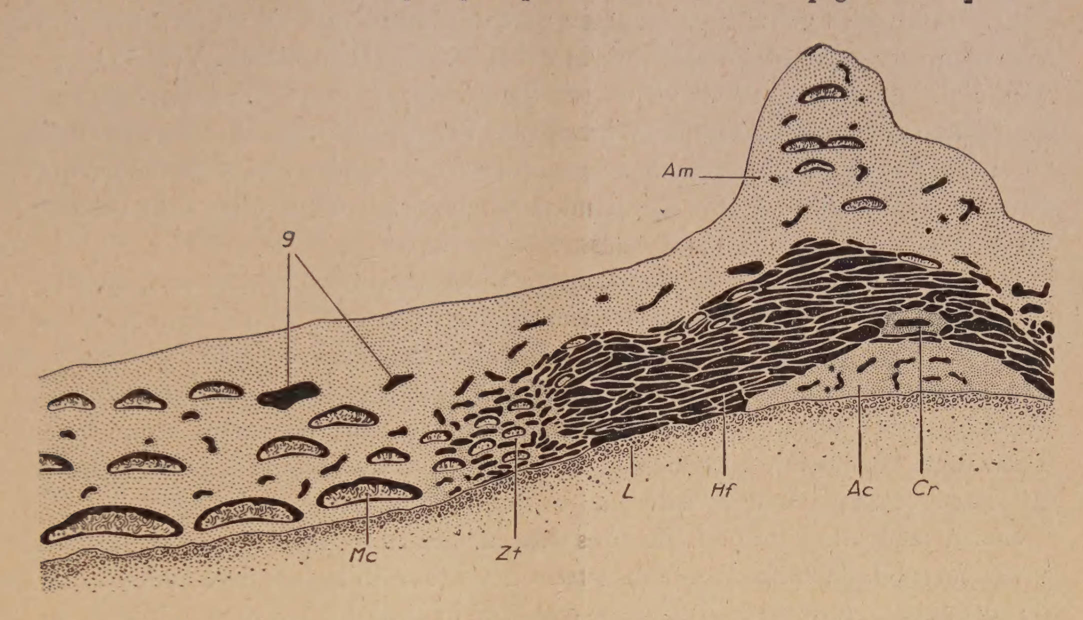
Nous reconnaîtrons 4 zones dans l'édifice (*fig*. 1) :

1° Une zone périphérique externe, décrivant un large anneau autour du nid et dans laquelle s'étagent plusieurs strates de chambres surbaissées contenant de très grandes meules à champignons (50 à 60^{cm} de diamètre); elle est de structure massive et creusée de galeries peu nombreuses, ordinairement très larges;

2° Une zone périphérique interne, que nous qualifierons de zone de transition : à la structure massive se substitue une construction grossièrement lamelleuse, dans laquelle se trouvent délimitées des chambres à meules beaucoup plus petites que celles de la zone précédente;

3° L'habitacle qui occupe la région centrale du nid. Il se subdivise en deux régions : l'une, maçonnée en argile massive, est creusée seulement de galeries irrégulières et forme une sorte de nodule en dôme recouvert par la deuxième

région. Celle-ci est faite de lamelles argileuses, pour la plupart minces, plus ou moins horizontales et soutenues par des cloisons verticales ou obliques; à sa périphérie, elle contient quelques petites meules à champignons. La cellule



Coupe d'une jeune termitière de *Bellicositermes rex*. *Ac*, argile maçonnée compacte; *Am*, argile massive du cône apical; *Cr*, cellule royale; *g*, galeries; *Hf*, habitacle feuilleté; *L*, cailloutis de latérite; *Mc*, meules à champignons; *Zt*, zone de transition. La moitié droite n'a pas été figurée. Échelle : 4 cm. au mètre.

royale se tient dans la région lamelleuse à peu près exactement au-dessus du nodule argileux massif;

4° Le cône apical, entièrement épigé, qui surmonte l'habitacle. Il est de structure massive, parcouru seulement par des galeries de moyen diamètre et creusé de quelques chambres à meules. Entre lui et l'habitacle lamelleux n'existe aucune zone de transition.

On notera l'absence de tout amas de sciure de bois humectée de salive, amas si abondants chez *B. natalensis*.

Dans les grands nids *âgés* habités, comme dans les nids abandonnés, le cône apical s'efface de telle sorte que la partie épigée de l'édifice prend la forme d'un dôme ou d'une coupole plus ou moins surbaissée.

Bellicositermes rex, comme tous ses congénères, a besoin d'argile pour la construction de sa demeure; il la prend en profondeur, surtout sous le cailloutis latéritique. Pour deux nids mesurant respectivement 15^m de diamètre, 2^m de haut et 6^m de diamètre et 1^m de haut, les habitacles étaient de taille à peine différente. Il est vraisemblable que les populations de ces deux sociétés étaient du même ordre de grandeur. On en conclura, sous réserves d'études ultérieures, que les ouvriers presque sans arrêt remontent de l'argile

au-dessus du sol, sans pour cela agrandir les régions habitées du nid. Le gigantisme des nids du *B. rex* tient en grande partie à cette extraordinaire activité des ouvriers.

Les termitières géantes existent de part et d'autre de l'Équateur, dans une zone comprise entre 5°,5 de latitude Nord et 5°,5 de latitude Sud. Vers l'Ouest, elles n'atteignent pas l'Atlantique, ne dépassant guère 13° de longitude Est. Leur extension vers l'Est nous est inconnue. Vers le Sud-Est (Katanga et Nord de la Rhodésie), la présence de termitières géantes, plus grandes même que celles de l'Oubangui, a été signalée, mais nous ignorons si elles sont l'œuvre du *B. rex*.

Les termitières géantes sont souvent abondantes dans les savanes, où elles constituent un élément caractéristique du paysage, succession ininterrompue de monticules. On notera qu'elles sont très souvent vides de leurs constructeurs, mais abritent un abondant peuplement d'espèces venues secondairement. Qu'elles soient vivantes ou mortes, dans bien des cas, elles sont recouvertes d'une forte végétation herbacée où domine *Imperata cylindrica*. On les trouve aussi en forêt, mais leur densité y est nettement plus faible.

Sans exagération, on peut affirmer que, sur des superficies dépassant de deux à trois fois celle de la France, le sol a été remanié et imbibé de salive par le *B. rex*. Le rôle agrologique de ce Termite paraît être capital dans la reconstitution des sols au-dessus de la couche latéritique. Le problème pédologique qu'il pose dépasse notre compétence; jusqu'ici il n'a retenu l'attention que de quelques géologues (Cameron, Steel).

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, M. **Gaston Dupouy** est élu Correspondant pour la Section de Physique générale en remplacement de M. *Wander Johannes de Haas*, élu associé étranger.

DÉSIGNATIONS.

MM. **Louis Lapicque**, **Léon Binet**, **Charles Laubry**, **René Leriche** sont désignés pour représenter l'Académie à la séance solennelle qui sera organisée à Paris, à l'occasion du Centième anniversaire de la naissance de *Ivan Petrovitch Pavlov*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Education Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de deux candidats à la Chaire de Neuro-physiologie générale, vacante au Collège de France.

(Renvoi à la Section de médecine et chirurgie.)

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Une propriété caractéristique des équations hyperboliques à coefficients constants.* Note de M. **Lars Gårding**, présentée par M. Jacques Hadamard.

Soient $q(\zeta)=q(\zeta_1, \ldots, \zeta_n)$ un polynome à coefficients complexes et $A(q)$ l'ensemble des fonctions complexes $f(x)$ de n variables réelles $x_1, \ldots, x_n$, définies et indéfiniment dérivables pour tout x qui satisfont à l'équation aux dérivées partielles

$$q\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)f(x)=0. \tag{1}$$

Dans une Note antérieure [1] j'ai donné la définition suivante du caractère hyperbolique de (1) qui est un peu plus générale que celles de M. Herglotz et de M. Petrowsky [2]. Écrivons q sous la forme $p+r$ où p est homogène et de degré supérieur à celui de r. Alors q est dit hyperbolique par rapport au vecteur réel $\xi=(\xi_1, \ldots, \xi_n)$ si $p(\xi)\neq 0$ et s'il existe un nombre réel t_0 tel que $q(t\xi+i\eta)\neq 0$ pour tout vecteur réel η quand $t>t_0$ [3]. Cette fois il s'agit de la relation entre cette définition et une propriété fondamentale de l'ensemble $A(q)$ (théorème 2 ci-dessous).

Prenons dans l'espace des x la topologie euclidienne; soit m le degré de q et soit q hyperbolique par rapport à ξ. On peut montrer qu'il l'est aussi par rapport à $-\xi$, et, en utilisant les résultats de la première Note, on trouve que la valeur $f(x)$ d'une fonction $f\in A(q)$ en un point arbitraire x est une fonctionnelle linéaire $L(x, \xi, f)=L(f)$ de f qui tend vers zéro avec la borne supérieure des valeurs absolues de f et de ses dérivées d'ordre $\leq m(n+1)$ dans une certaine partie compacte $B(x)$ du plan $(y, \xi)=y_1\xi_1+\ldots+y_n\xi_n=0$. Nous écrivons

$$f(x)=L(x, \xi, f), \qquad (f\in A(q)). \tag{2}$$

La fonctionnelle L peut être donnée explicitement sous la forme d'une somme de certaines intégrales étendues à $B(x)$. Si $q=\zeta_1^2-\zeta_2^2-\ldots-\zeta_n^2$, (1) devient l'équation des ondes qui est l'équation hyperbolique la plus simple. Dans ce cas q est hyperbolique par rapport à tout ξ tel que $q(\xi)>0$, $B(x)$ est l'ensemble des y tels que $(y, \xi)=0$ et $q(x-y)\geq 0$ et (2) devient la formule bien connue qui donne la solution du problème de Cauchy relatif au plan $(y, \xi)=0$.

Soit maintenant q arbitraire. Si, pour une suite $f_1, f_2, \ldots, f_k, \ldots, \in A(q)$, f_k et chaque dérivée de f_k tend vers zéro uniformément avec $1/k$ dans tout ensemble compact du plan $(y, \xi)=0$ ou de l'espace entier, nous écrivons

---

[1] *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 539-541.

[2] *Rec. Math.*, N. S., 17, 1945, p. 289-367.

[3] La définition était posée pour le seul cas où q n'est pas un polynome en $l<n$ combinaisons linéaires de $\zeta_1, \ldots, \zeta_n$. Cette restriction est banale, et elle n'est plus utile ici.

respectivement

(a) $f_k \to 0,\ (\xi),$

(b) $f_k \to 0.$

Il est clair que pour tout q, (b) implique (a), mais la réciproque n'est pas vraie en général. D'autre part, si q est hyperbolique par rapport à ξ, on peut démontrer, en se servant de (2), que (a) implique que f_k tend vers zéro uniformément avec $1/k$ sur chaque ensemble compact de l'espace entier. Par un raisonnement analogue pour les dérivées de f_k, on conclut que (a) implique (b).

Pour un polynome arbitraire et pour un vecteur réel arbitraire on a le théorème suivant :

Théorème 1. — *S'il existe un seul point x avec $(x, \xi) \neq 0$ tel que $f_k(x) \to 0$ toutes les fois que $f_k \to 0$, (ξ), alors q est hyperbolique par rapport à ξ.*

Dans la démonstration de ce théorème on n'utilise que des éléments de A(q) de la forme $f(y) = \exp(y - x, \zeta)$, où ζ est un vecteur complexe tel que $q(\zeta) = 0$. En rapprochant le théorème 1 de nos résultats précédents, on a le théorème annoncé :

Théorème 2. — *Une condition nécessaire et suffisante pour que (a) implique (b) est que q soit hyperbolique par rapport à ξ.*

On déduit aussi du théorème 1 qu'une formule telle que (2) ne peut exister que dans le cas hyperbolique.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Une généralisation des fonctions presque périodiques.* Note de M. **Ferran Sunyer i Balaguer**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. A l'aide de la classique projection stéréographique sur la sphère de Riemann, nous définirons, comme d'habitude, la distance sphérique $|\mathfrak{z}, \mathfrak{z}'|$ de deux points $\mathfrak{z}$ et $\mathfrak{z}'$ du plan, la continuité sphérique d'une fonction et la convergence sphérique d'une suite de fonctions; ces deux dernières notions nous les appellerons, d'une forme abrégée et afin de donner plus d'unité aux dénominations, *continuité* R et *convergence* R. Ceci posé, on peut définir une généralisation des fonctions presque périodiques (pp) de Bohr de la façon suivante.

Une fonction $f(x)$ réelle ou complexe, d'une variable réelle x, définie et continue R *dans tout l'intervalle $-\infty < x < +\infty$ est dite pp* R, *lorsqu'à tout nombre ε positif, mais aussi petit que l'on veut, on peut faire correspondre une longueur $l = l(f, \varepsilon)$ telle que tout intervalle de longueur l contienne au moins un nombre τ pour lequel l'inégalité $|f(x+\tau), f(x)| \leq \varepsilon$ a lieu pour toutes les valeurs de x.*

La somme et le produit de deux fonctions pp R peuvent ne pas être pp R,

mais néanmoins j'ai conservé l'hypothèse de l'existence de la longueur l afin que l'ensemble des fonctions pp R contienne les pp de Bohr.

Parmi les propriétés des fonctions pp R je citerai les suivantes :

I. *Toute fonction pp* R *est uniformément continue* R *dans tout l'intervalle* $-\infty < x < +\infty$.

II. *La somme d'une fonction pp* R *et d'une fonction pp de Bohr est pp* R.

III. *Si* $f(x)$ *est pp* R, *la fonction*

$$\frac{af(x)+b}{cf(x)+d},$$

où a, b, c *et* d *sont des constantes, sera aussi une fonction pp* R.

D'après tout ce qui précède, la définition de fonction normale R est immédiate, il suffit de prendre la convergence uniforme R, au lieu de la convergence uniforme ordinaire, dans la définition de Bochner [1] de fonction normale; et il en résulte :

IV. *Toute fonction pp* R *est normale* R, *et réciproquement.*

2. De même que Bohr passe à la notion de fonction holomorphe pp dans une bande, nous pouvons définir les fonctions méromorphes pp R dans une bande. Ces fonctions ont des propriétés parallèles à celles des fonctions pp de Bohr; en particulier, on peut répéter tous les résultats de Favard [2] sur la distribution des valeurs de la fonction dans la bande de presque périodicité et quelques-uns de ceux de Jessen [3] sur la même question. Afin d'abréger, je ne donnerai que trois exemples :

V. *Soient* $f(z)$ *une fonction pp* R, *non constante, dans la bande* (α, β), *et* (α_1, β_1) *une bande intérieure a* (α, β), *il existe une constante* $C(\alpha_1, \beta_1, f)$ *telle que tout segment de longueur* 1 *de la bande* (α_1, β_1) *contienne au plus* C *racines de l'équation* $f(Z) = a$; *on peut prendre pour* C *une valeur finie indépendante de* a.

Avec les mêmes notations on peut énoncer.

VI. *Si autour de chaque racine de* $f(Z) = a$ *situé dans* (α, β) *nous traçons un cercle de rayon* Γ *suffisamment petit, ayant ce point pour centre, il existe une constante* M (*indéoendante de* a) *telle que* $|f(Z), a| > M$ *lorsque* Z *est inférieur à la bande* (α_1, β_1) *et extérieur à tous les cercles.*

Si N(T) représente le nombre des zéros de la fonction pp R, dans un segment de longueur T de la bande (α, β), on aura :

VII. *Si la fonction* $\overline{\lim}_{T=\infty} N(T)\,T^{-1}$, *qui dépend de* α *et de* β, *est continue par rapport à ces deux quantités, alors la* $\lim_{T=\infty} N(T)\,T^{-1}$ *existe et est une fonction continue de* α *et de* β.

---

(1) *Math. Annalen*, 92, 1927, p. 119-147.

(2) *Comptes rendus*, 194, 1932, p. 1614.

(3) *Math. Annalen*, 108, 1933, p. 485.

Une autre propriété des fonctions pp R dans une bande, est la suivante :

VIII. *Soit* $f(Z)$ *une fonction méromorphe pp* R *dans une bande* (α, β), *dans toute bande* (α_1, β_1), *intérieure à* (α, β), *on peut exprimer* $f(Z)$ *sous forme de quotient de deux fonctions holomorphes pp de Bohr dans la bande* (α_1, β_1).

Ce résultat nous permet de donner, pour les fonctions pp R, des théorèmes voisins de la généralisation de la formule de Jensen donnée par B. Jessen pour les fonctions pp de Bohr.

3. Il est très facile de voir que toute fonction pp de Bohr dans la bande $(-\infty, +\infty)$ doit être périodique, par contre il existe des fonctions pp R dans $(-\infty, +\infty)$ non périodiques. Par exemple, la fonction $e^{\lambda z}/(e^z - 1)$, où λ est un nombre irrationnel, est une fonction de cette classe. Puisque dans ce cas la bande comprend tout le plan, il faut préciser dans quelle direction la fonction est pp R; notamment la fonction précédente est pp R dans tout le plan et suivant la direction de l'axe imaginaire.

Dans une prochaine Note nous étudierons les fonctions pp R dans tout le plan et suivant deux directions; par suite de la similitude des propriétés de ces fonctions avec celles des fonctions elliptiques, je les appellerai fonctions presque elliptiques.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les points transcendants de la fonction inverse d'une fonction entière* $w = f(z)$. Note (*) de M. **Léonce Fourès**, présentée par M. Paul Montel.

Nous appellerons ω un point singulier transcendant de la fonction inverse $z = f^{-1}(w)$ de la fonction entière $w = f(z)$. Nous désignerons par Δ le cercle $|w - \omega| < R$, dont la circonférence Γ ne passe par aucun point critique algébrique de $f^{-1}(w)$. AB est un diamètre de Δ ne passant par aucune singularité de $f^{-1}(w)$, autre que ω. $\mathcal{E}_{A,\alpha}$ est l'élément de $z = f^{-1}(w)$ qui prend la valeur $z = \alpha$ pour $w = A$. $\mathcal{E}_{A,\alpha}$ prolongé, suivant tous les chemins possibles intérieurs à Δ, fait correspondre à Δ, dans le plan z un domaine infini $\mathfrak{D}$ limité par un système $\mathfrak{C}$ de courbes C_i. La famille des arcs $[\theta]$ est une famille de courbes analytiques joignant dans Δ, A à ω, dont la tangente en A fait avec AB un angle θ et telles que, par tout point de Δ, il passe un et un seul de ces arcs qui, de plus, sont coupés en un seul point par tout cercle de centre ω. $[\pi/2]$ est formé d'une demi-circonférence AB et du rayon Bω.

Dans le cas où tout $\mathcal{E}_{A,\alpha}$ prolongé suivant $[\pi/2]$, conduit à un élément régulier en ω, on a un point indirectement critique. Si tout $\mathcal{E}_{A,\alpha}$ prolongé suivant $[\pi/2]$ fait correspondre à w un point z s'éloignant à l'infini, $\mathfrak{D}$ ne comprenant pas de zéros de $f'(z)$, on a un point directement critique de première

(*) Séance du 21 février 1949.

espèce. Dans ces deux cas, on sait décomposer simplement $\mathfrak{D}$ en cellules d'univalence à valeurs couvrant Δ sans qu'il y ait division impropre.

Plaçons-nous dans les autres cas. Soit Δ^1, de centre ω, intérieur à Δ, limité par Γ^1, coupé par $B\omega$ en B^1, par ωA en A^1. Les éléments $\mathcal{E}_{B,\beta_i}$ de $f^{-1}(w)$, $(\beta_i \in \mathfrak{C})$, prolongés suivant BB^1, conduisent à des éléments $\mathcal{E}_{B^1,\beta_i^1}$ qui, prolongés suivant Γ^1 font correspondre à Γ^1 des courbes pouvant se grouper en systèmes $\mathfrak{C}_1^1$, $\mathfrak{C}_2^1$, ..., $\mathfrak{C}_n^1$, ..., limitant des domaines $\mathfrak{D}_1^1$, $\mathfrak{D}_2^1$, ..., $\mathfrak{D}_n^1$, ... se représentant sur Δ^1 dans le plan w. Certains de ces $\mathfrak{D}_i^1$ sont bornés et peuvent être décomposés en cellules d'univalence à valeurs couvrant Δ^1. A tout β_i intérieur à un arc $\alpha_j\alpha_k$, dont l'image sur le plan w est Γ parcourue une seule fois, on associe donc un β_i^1 intérieur à un arc $\alpha_l^1\alpha_m^1$ de $\mathfrak{C}_p^1$, dont l'image est Γ^1 parcourue une seule fois.

En remarquant que, dans la couronne $((\Gamma, \Gamma^1))$, il n'y a dans le plan w qu'un nombre fini de points critiques algébriques, on peut construire à partir de tout couple d'arcs ainsi associés $(\alpha_j\alpha_k; \alpha_l^1\alpha_m^1)$ une cellule d'univalence à valeurs couvrant la couronne $((\Gamma, \Gamma^1))$ et ayant pour frontière $\alpha_j\alpha_k$ sur $\mathfrak{C}$ et $\alpha_l^1\alpha_m^1$ sur $\mathfrak{C}_p^1$. Tout point z_0 de $\mathfrak{D}$ tel que $f(z_0) \in ((\Gamma, \Gamma^1))$ est, soit point intérieur, soit point frontière d'une telle cellule; de plus, un nombre fini seulement de ces cellules pénètrent à distance finie.

Certains des domaines $\mathfrak{D}_k^1$ peuvent être décomposés en cellules d'univalence, bornées ou infinies et ayant précisément comme arc frontière sur $\mathfrak{C}_k^1$ des arcs du type $\alpha_l^1\alpha_m^1$; en ajoutant alors à chacune de ces cellules, la cellule construite à partir de son côté libre $\alpha_l^1\alpha_m^1$, et à valeurs couvrant $((\Gamma, \Gamma^1))$, on obtient bien des cellules d'univalence à valeurs couvrant Δ.

Il reste des $\mathfrak{D}_k^1$ qui ne peuvent être décomposés en cellules d'univalence. On les traite alors, chacun, comme on a traité $\mathfrak{D}$ en introduisant $\Delta^2 \subset \Delta^1 \subset \Delta$, et en construisant des cellules à valeurs couvrant $((\Gamma^1, \Gamma^2))$ et que l'on raccorde suivant les arcs frontières communs de $\mathfrak{C}_k^1$ aux cellules d'univalences à valeurs couvrant $((\Gamma, \Gamma^1))$. On obtient ainsi des cellules d'univalence à valeurs couvrant $((\Gamma, \Gamma^2))$, ayant un côté libre sur $\mathfrak{C}$, et telles que si z_0 a son image dans $((\Gamma, \Gamma^2))$, il est soit point intérieur, soit point frontière d'une cellule, si toutefois il n'appartient pas déjà à une cellule complète, à valeurs couvrant Δ.

S'il existe toujours, en poursuivant l'opération des $\mathfrak{D}_k^n$ que l'on ne peut décomposer en cellules complètes à valeurs couvrant Δ^n, on obtient des cellules d'univalence dont les valeurs couvrent une couronne $((\Gamma, \Gamma^n))$ de plus en plus grande. Le rayon des Δ^n tendant vers zéro avec n, on peut trouver N assez grand pour que les domaines $\mathfrak{D}_k^n (n > N)$ soient à l'extérieur d'un cercle arbitraire $|z| = R$. On obtient donc en même temps une suite de cellules d'univalences croissantes dont la partie à distance finie (dans $|z| \leqq R$) est définitivement fixée après un nombre fini d'opérations.

On démontre qu'à la limite, ces cellules sont des cellules complètes d'univalence dont un nombre fini seulement pénètre à distance finie.

S'il n'y a pour $z=f^{-1}(w)$ que des singularités transcendantes isolées, la décomposition en feuillets de la surface de Riemann des valeurs prises par $f(z)$, en résulte en même temps que la décomposition du plan en domaines complets d'univalence sans qu'il y ait division impropre.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *La fonction spectrale de la turbulence isotrope.* Note (*) de M. **Léon Agostini**, présentée par M. Joseph Pérès.

Dans une étude sur la turbulence homogène isotrope, Heisenberg ([1]) a introduit la notion de fonction spectrale $F(k)$ en fonction de la pulsation spatiale k ($k=2\pi\times$ nombre d'ondes).

Les fonctions spectrales longitudinale et transversale sont, en fonction de la pulsation longitudinale k_x, données par les égalités

$$(1)\qquad F_x(k_x)=\frac{1}{2}\int_{k_x}^{\infty}F(k)\left(1-\frac{k_x^2}{k^2}\right)\frac{dk}{k},$$

$$(2)\qquad F_y(k_x)=\frac{1}{4}\int_{k_x}^{\infty}F(k)\left(1+\frac{k_x^2}{k^2}\right)\frac{dk}{k}.$$

La fonction $F(k)$ est la seule sur laquelle puissent être faites des hypothèses simples telles que celle de la similitude ([2]) qui conduit à l'expression

$$F(k)=Ck^{-\frac{5}{3}}$$

valable aux grands nombres de Reynolds dans un intervalle limité inférieurement par une valeur k_0 de la pulsation spectrale donnant l'ordre de grandeur des plus grands tourbillons.

La comparaison de ces hypothèses avec l'expérience porte habituellement ([3]) sur la fonction spectrale longitudinale $F_x(k_x)$ obtenue en général (et sous certaines réserves) par analyse spectrale de la vitesse à un point fixe. Mais la loi de variation de $F_x(k_x)$ donne des renseignements très indirects sur le comportement de $F(k)$; en effet, d'après (1),

$$\frac{dF_x(k_x)}{dk_x}=-k_x\int_{k_x}^{\infty}\frac{F(k)}{k^3}dk,$$

la pente de la courbe représentative dépend donc de toutes les valeurs de $F(k)$ pour k supérieur à k_x.

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) *Zeits. f. Ph.*, 124, 1948, p. 628.

([2]) *Weizsäcker Zeits. f. Ph.* 124, 1948, p. 614; Kolmogorof, *C. R. U. R. S. S.*, 30, 1941, n° 4, p. 301.

([3]) Par exemple, Th. de Karman, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 2108.

Au contraire, la fonction :

$$\varphi(k_x) = F_x(k_x) + 2F_y(k_x) = \int_{k_x}^{\infty} \frac{F(k)}{k} dk \tag{3}$$

est beaucoup plus sensible à la forme de $F(k)$, car

$$\frac{d\varphi}{dk_x} = -\frac{F(k_x)}{k_x};$$

cette dérivée ne dépend que de la valeur de $F(k_x)$. La courbe représentant $\varphi(k_x)$ aura donc des formes très différentes, suivant la loi de variation de $F(k)$, d'où son intérêt, notamment pour l'étude de $F(k)$ aux petites valeurs de k/k_0. Il est d'ailleurs facile de prévoir un dispositif expérimental donnant directement $\varphi(k_x)$.

La fonction $\varphi(k_x)$ donne la répartition spectrale en fonction de la pulsation *longitudinale* k_x de l'énergie *totale* de turbulence, en effet, d'après (1) et (2) :

$$\int_0^{\infty} \varphi(k_x) = \int_0^{\infty} F(k)\, dk = \frac{1}{2} \overline{V}^2, \tag{4}$$

où

$$V = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$$

représente la vitesse totale d'agitation en un point.

A cette fonction spectrale correspond le coefficient de corrélation entre les vitesses totales en deux points à la distance x, soit

$$R(x) = \frac{\overrightarrow{V}\overrightarrow{V'}}{\overline{V}^2} = \frac{1}{3}[R_x(x) + 2R_y(x)]. \tag{5}$$

Des formules connues reliant les facteurs de corrélation R_x et R_y d'une part, à F_x et F_y d'autre part, nous déduisons en effet :

$$\frac{1}{2}\overline{V}^2 R(x) = \int_0^{\infty} \varphi(k_x) \cos k_x x \, dk_x. \tag{6}$$

La fonction spectrale peut être déduite directement de la corrélation totale $R(x)$, car la relation (6) peut s'écrire

$$\frac{1}{2}\overline{V}^2 R(x) = \int_0^{\infty} \frac{\sin kx}{kx} F(k)\, dk, \tag{7}$$

en admettant que $\varphi(0) = \int_0^{\infty} \frac{F(k)}{k} dk = \frac{1}{2}\overline{V}^2 \int_0^{\infty} R\, dx$ est fini.

Ce résultat peut d'ailleurs être obtenu directement en calculant la valeur moyenne de $\overrightarrow{V}.\overrightarrow{V'}$ à partir des développements de Fourier des vitesses.

La formule (7) donne inversement

$$\frac{F(k)}{k} = \frac{1}{\pi}\overline{V}^2 \int_0^{\infty} x R(x) \sin kx \, dx. \tag{8}$$

A défaut de mesures directes, les valeurs expérimentales de R_x et R_y permettent de calculer R; la relation de Karman $R_y = R_x + (x/2) R'_x$ permet de connaître R à partir de R_x ou de R_y seulement.

ASTROPHYSIQUE. — *Le chauffage de la couronne solaire.* Note (*) de M. **Evry Schatzman**, présentée par M. Louis de Broglie.

Schwarzschild a suggéré ([1]) le processus suivant pour le chauffage de la couronne : les granules en mouvement ascendant dans la région instable ([2]) de l'atmosphère solaire sont freinés par la photosphère stable et engendrent ainsi des ondes de compression, ondes acoustiques qui transportent dans la chromosphère et la couronne l'énergie mécanique nécessaire pour équilibrer les pertes d'énergie par rayonnement.

1. Les ondes acoustiques, en raison de la chute de densité dans la photosphère, augmentent en amplitude et sont transformées en ondes de choc.

2. La théorie des ondes de choc ([3]) permet de calculer l'énergie dissipée au cours de la propagation. Elle implique un temps t, mesurant la longueur du sillage de l'onde de choc.

3. On peut calculer la vitesse quadratique moyenne w^2 d'agitation, due à toutes les ondes de choc de différentes directions, en mouvement dans l'atmosphère solaire, le flux d'énergie correspondant à cette vitesse quadratique moyenne, l'effet de réfraction des rayons sonores dans le milieu à vitesse de propagation V variable avec l'altitude δ, que constitue la chromosphère, et obtenir ainsi une équation de transfert :

$$\frac{d}{dr}\log r^2 \rho w^2 V = -2\frac{1}{V}\frac{dV}{dr} - \frac{4}{3}\frac{w}{V^2 t}. \tag{1}$$

4. La conservation de l'énergie implique l'égalité entre l'énergie dissipée par rayonnement et l'énergie mécanique apportée par les ondes acoustiques. L'énergie rayonnée peut être calculée, dans toute région où l'ionisation est totale, par les formules de Cillié ([4]).

a et b étant des coefficients numériques, on a

$$a\rho^2\sqrt{T}\left(1+\frac{b}{T}\right) = 6\pi\frac{\rho w^3}{Vt}. \tag{2}$$

5. Les équations (1) et (2), associées à l'équation d'équilibre hydrostatique,

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) *Ap. J.*, **107**, 1948, p. 1.

([2]) Unsold, *Physik der Sternatmospharen*.

([3]) Brinkley et Kirkwood, *Phys. Rev.*, **71**, 1947, p. 606.

([4]) *M. N.*, **92**, 1932, p. 830.

permettent de calculer différentes grandeurs importantes de la couronne et de la chromosphère.

a. L'étude des conditions au voisinage du maximum de température dans la couronne, $T = 1,23.10^6$ degrés, $\log N_e = 8,5$, permet de calculer le temps t mesurant la longueur du sillage de l'onde de choc. On trouve $t = 15$ secondes.

b. A un point typique de la chromosphère, de température 35 000 degrés (5), de densité 2.10^{11} électrons par centimètre cube (6), on peut calculer ϖ. On trouve

$$\varpi = 4 \text{ km/sec.}$$

excédant seulement par un facteur 4 la valeur maximum admise par Redman (5) de 1 km/sec. Si l'on tient compte de l'opacité, non négligeable dans cette région, on réduit l'énergie rayonnée, et par conséquent on diminue ϖ.

c. On peut intégrer les équations (1) et (2) et obtenir un modèle de chromosphère et de couronne intérieure. Le maximum de température dans ce modèle est atteint à $0,056 R_\odot$ au-dessus du disque contre $0,1 R_\odot$ environ observé. La densité change de la chromosphère à la couronne par un facteur 100, trop petit par environ un facteur 5. Néammoins, l'allure des courbes $T(r)$ et $\rho(r)$ est satisfaisante.

d. Le flux d'énergie mécanique entrant dans la chromosphère peut être calculé indépendamment de l'intégration *c*. On trouve $10^{27,5}$ ergs, en parfait accord avec l'émission dans l'ultraviolet de Lyman admise aujourd'hui pour expliquer l'ionisation ionosphérique.

6. Au delà du maximum de température, la couronne est quasi isotherme en raison de l'énorme conductivité thermique des électrons libres. Une distribution isotherme de densité à $1,23.10^6$ degrés, pour un mélange à masses égales d'hydrogène et d'hélium, est en parfait accord jusqu'à $R = 4 R_\odot$ avec la distribution donnée par van de Hulst (7) après soustraction de la composante F du rayonnement coronal.

ASTROPHYSIQUE. — *Variations de l'abondance des constituants de l'atmosphère solaire et de son indice de réfraction avec la profondeur.* Note (*) de M. **Paul Proisy**, présentée par M. André Danjon.

Les variations de l'indice de réfraction de l'atmosphère solaire avec la profondeur peuvent être obtenues à partir des données de l'un des modèles

(5) Redman, *M. N.*, 106, 1947, p. 137.
(6) Wildt, *Ap. J.*, 105, 1947, p. 36.
(7) *Ap. J.*, 105, 1947, p. 471.

(*) Séance du 21 février 1949.

d'atmosphère connus, en calculant successivement : 1° la profondeur des couches en fonction de leur profondeur optique; 2° l'abondance des constituants de l'atmosphère dans ces couches; 3° la contribution de chacun d'eux à l'indice de réfraction. J'exposerai ici la méthode que j'ai employée pour calculer ces éléments, ainsi que les résultats que donne le modèle d'atmosphère le mieux étudié à l'heure actuelle [modèle de Barbier (1), revu par de Jager (2)]. Ces résultats sont groupés dans un tableau, l'indice calculé étant celui de la radiation $0^{\mu},5$.

1° La profondeur des couches est calculée à partir de la couche $\tau = 0,01$ à l'aide de la formule qui exprime qu'elles sont en équilibre : $dh = (dP/P).(RT/g\bar{\mu})$, dans laquelle P et T sont la pression et la température des couches, g l'accélération de la pesanteur, $\bar{\mu}$ la masse atomique moyenne de l'atmosphère solaire. Je supposerai dans ce qui suit que cette atmosphère est composée d'atomes d'hélium et d'hydrogène seulement, dans le rapport de 1 à 4, ce qui est pratiquement le cas dans les couches supérieures de l'atmosphère solaire, on a alors $\bar{\mu} = 1,6$.

2° L'abondance des constituants a été déterminée successivement pour les atomes neutres, les ions hydrogène négatifs, et les électrons libres.

Le nombre N d'atomes (H et He) par unité de volume est donné par la relation : $N = P/k.T$ (k étant la constante de Boltzmann). De même, celui des électrons est $N_e = P_e/k.T$ (P_e pression électronique de la couche). Le nombre d'ions H^- enfin est donné par la formule de Saha.

3° La contribution des constituants à l'indice de réfraction a été calculée pour $0^{\mu},5$ à partir de la formule classique de la dispersion dans les gaz [*cf.* Kramers (3) ou Körwien (4)].

Pour calculer la contribution des atomes qui donnent le spectre discontinu de H, j'ai adopté les valeurs des forces d'oscillations f_{ki} de Bethe (5), leur nombre dans les différents états étant calculé à l'aide de la formule de Boltzmann. La forte prédominance des atomes correspondant à la série de Lyman fait que seuls ceux-ci ont une importance. La force d'oscillation des atomes qui donnent le spectre continu étant $f(\nu)$, leur contribution a été calculée au moyen de l'expression de $df/d\nu$ donnée par Menzel (6). Ces deux contributions sont du même ordre de grandeur.

---

(1) *Annales d'Astrophysique*, 9, 1946, p. 173.

(2) *Koninglijke Nederlandsche Akademie van Wetenschapen* (*Proceedings*, 51, 1948, p. 731).

(3) *Nature*, 113, 1924, p. 673; 114, 1924, p. 310.

(4) *Zeitschrift für Physik*, 91, 1934, p. 1.

(5) *Cf.* Unsöld, *Physik der Sternathmosphären*, 1938, p. 187.

(6) *Publications of the Lick Observatory*, 17, 1931, p. 222.

La contribution de He s'obtient rapidement à partir de la valeur obtenue par Körwien ([6]) dans les conditions normales de température et de pression. Celle des ions H^- a été déterminée à partir de la valeur du coefficient d'absorption $\alpha(\nu)$ obtenue par Chandrasekhar et F. Breen ([7]). Enfin celle des électrons libres a été calculée à l'aide de la formule $n-1=-N\varepsilon^2\lambda^2/2\pi mc$ [*Cf.* Minnaert ([8])].

TABLEAU. — *Variations avec la profondeur optique moyenne $\bar{\tau}$ de la profondeur h, exprimée en kilomètres à partir de la couche $\bar{\tau}=0,01$, de l'abondance des constituants de l'atmosphère solaire et de son indice de réfraction pour $0^{\mu},5$.*

$\bar{\tau}$.	*h*.	T (°K).	N_H+N_{He}.	N_{H^-}.	N_e.	$(n-1)_{0^{\mu},5}$.
0,01....	0	4950	$1,99.10^{16}$	$7,58.10^{7}$	$2,73.10^{12}$	$1,05.10^{-7}$
0,02....	34	4975	2,79	$1,47.10^{8}$	3,83	1,47
0,04....	70,5	5025	4,00	2,78	5,23	2,10
0,10....	119	5180	6,29	6,39	8,43	3,30
0,20....	157,5	5400	8,71	$1,23.10^{9}$	$1,34.10^{13}$	4,56
0,60....	220	6070	13,65	4,19	4,14	7,11
1,0.....	244	6530	15,45	8,82	9,66	8,00
1,8.....	263,5	7180	16,27	$2,19.10^{10}$	$2,91.10^{14}$	8,235
2,5.....	272,5	7590	16,35	3,58	5,49	7,985
4,0.....	284	8210	16,27	–	$1,22.10^{15}$	7,20*
5,0.....	290,5	8370	16,63	7,91	1,54	7,04
9,0.....	310	8675	$18,09.10^{16}$	–	2,15	$7,12.10^{-7}$

La contribution principale à l'indice revient aux atomes neutres, celle des électrons devenant appréciable dans les couches profondes. La diminution de l'indice entre $\bar{\tau}=1,8$ et 7 est due à une diminution de P/T, et par suite du nombre des atomes entre $\bar{\tau}=2,5$ et 3 dans le modèle d'atmosphère adopté, dont l'influence est renforcée par la contribution négative et croissante des électrons. Le détail des calculs et l'application des résultats à l'étude de l'influence de la réfraction sur la position d'un objet et sur le rayonnement près du bord du disque solaire feront l'objet de prochaines publications.

([7]) *Astrophysical Journal*, 104, 1946, p. 430.

([8]) *Zeitschrift für Astrophysik*, 1, 1930, p. 234.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les rapports entre gravitation et électromagnétisme déduits des équations de Codazzi. Application au champ électromagnétique général des astres.* Note (*) de M. **Antonio Gião**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les tenseurs métriques interne (g_{ik}) et externe (ω_{ik}) de toute hypersurface (variété V_N à N dimensions plongée dans un espace V_{N+1}) satisfont nécessairement, si V_N est différentiable, aux équations de compatibilité de Gauss et de Codazzi. Soient $\overline{R}_{\alpha\beta\gamma\delta}$ ($\alpha, \beta, \gamma, \delta = 1, 2, \ldots, N+1$) le tenseur de Riemann-Christoffel de V_{N+1} pris sur V_N; n^α la normale unitaire à V_N; X^μ ($\mu = 1, 2, \ldots, N+1$) et x^i ($i = 1, 2, \ldots, N$) des coordonnées régulières dans V_{N+1} et V_N respectivement. En désignant par une virgule la dérivation covariante par rapport aux x^i, les équations de Codazzi de V_N s'écrivent

$$(1) \qquad \omega_{ij,k} - \omega_{ik,j} = \overline{R}_{\alpha\beta\gamma\delta}\, n^\alpha X^\beta_{,i} X^\gamma_{,j} X^\delta_{,k}.$$

Pour un V_N de classe 1 (c'est-à-dire plongé dans un V_{N+1} euclidien ou pseudo-euclidien), le second membre de (1) s'annule et l'on a

$$(2) \qquad \frac{\partial \omega_{ik}}{\partial x^j} - \frac{\partial \omega_{ij}}{\partial x^k} = A^h_k \left(\frac{\partial g_{ih}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^h} + \frac{\partial g_{jh}}{\partial x^i} \right) - A^h_j \left(\frac{\partial g_{ih}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^h} + \frac{\partial g_{kh}}{\partial x^i} \right),$$

avec $2A^i_k \equiv g^{li}\omega_{lk}$. Considérons un espace à quatre dimensions de classe 1 (comme l'espace-temps) dans le cas particulier ([1]) très important des champs *quasi statiques* ($\partial g_{ik}/\partial x^4 = \partial \omega_{ik}/\partial x^4 = 0$ pour $i, k = 1, 2, 3$; $\partial g_{44}/\partial x^4 = \partial \omega_{44}/\partial x^4 = 0$). Soit χ la courbure moyenne. Dans un domaine où χ est légèrement variable ([1]), on a $2A^i_k = \chi\, \delta^i_k$ au second ordre près. De (2) on déduit alors

$$(3) \qquad \frac{\partial \omega_{4i}}{\partial x^k} - \frac{\partial \omega_{4k}}{\partial x^i} = \chi \left(\frac{\partial g_{4i}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{4k}}{\partial x^i} \right) \qquad (i, k = 1, 2, 3, 4).$$

D'après notre théorie unitaire ([2]), les champs électrique (E_i) et magnétique (H_i) moteurs sont reliés aux ω_{ik} dans le cas quasi statique par les expressions

$$(4a, b) \qquad \begin{cases} H_i = \dfrac{1}{\chi_0 \sqrt{-1}} \dfrac{(m_0)_e c^2}{e} \left(\dfrac{\partial \omega_{4k}}{\partial x^j} - \dfrac{\partial \omega_{4j}}{\partial x^k} \right), \\[2ex] E_i = -\dfrac{1}{2\chi_0} \dfrac{(m_0)_e c^2}{e} \left(\dfrac{\partial \omega_{44}}{\partial x^i} - 2 \dfrac{\partial \omega_{4i}}{\partial x^4} \right) \\[1ex] (i, j, k = \text{permutation circulaire de } 1, 2, 3), \end{cases}$$

$(m_0)_e$ et e étant la masse propre et la charge de l'électron, χ_0 la valeur de χ pour l'espace-temps homogène et isotrope le plus proche de l'espace-temps

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) Le cas général et le détail des calculs seront exposés ailleurs.

([2]) *Portugaliæ Physica*, 2, 1946, p. 1-98; *Portugaliæ Mathematica*, 5, 1946, p. 145-192; *Ibid.*, 6, 1947, p. 67-114; *Ibid.*, 7, 1948, p. 1-44.

véritable. En tenant compte de (3), on obtient donc

$$(5a,\ b)\qquad \begin{cases} H_l = \dfrac{\chi}{\chi_0\sqrt{-1}}\,\dfrac{(m_0)_e c^2}{e}\left(\dfrac{\partial g_{4k}}{\partial x^j} - \dfrac{\partial g_{4j}}{\partial x^k}\right), \\ E_l = -\dfrac{\chi}{2\chi_0}\,\dfrac{(m_0)_e c^2}{e}\left(\dfrac{\partial g_{44}}{\partial x^l} - \dfrac{\partial g_{4l}}{\partial x^4} - \dfrac{1}{\chi}\,\dfrac{\partial \omega_{4l}}{\partial x^4}\right). \end{cases}$$

Corps sphérique en rotation sans aimantation permanente. — Dans ce cas, la partie statique des g_{4i} ($i = 1, 2, 3$) est donnée par

$$(6)\qquad g_{4i} = 2\,\frac{K}{c^2\sqrt{-1}}\,\gamma\,M_{\rm rot}\,\frac{1}{r^3}\,(u_j x_l - u_l x_j)$$

avec les notations utilisées dans des Notes antérieures ([3]). Pour la partie non statique $g^{\star}_{4i}$, nous poserons simplement

$$(7)\qquad g^{\star}_{4i} = h(r,\ x^4)\,\frac{\partial r}{\partial x^i}\qquad (i = 1,\ 2,\ 3).$$

Par une opération de moyenne temporelle, on déduit facilement de (5a) le champ magnétique statique en tenant compte de (6) et (7)

$$(8)\qquad \vec{H} = M_{\rm magn}\,{\rm rot}\left[\vec{u} \times \nabla\left(\frac{1}{r}\right)\right],$$

$\vec{u}$ étant le vecteur unitaire de l'axe de rotation et

$$(9)\qquad M_{\rm magn} = 2\,\frac{\xi}{\chi_0}\,\frac{(m_0)_e}{ec}\,K\gamma\,M_{\rm rot},$$

ξ désignant la moyenne temporelle de χ. On retrouve ainsi l'importante relation entre le moment magnétique $M_{\rm magn}$ et le moment de rotation $M_{\rm rot}$ que nous avions déduite précédemment de notre théorie unitaire sans recourir aux équations de Codazzi et dont nous avons étudié les principales conséquences astrophysiques et géophysiques ([3]). Le fait que (9) provient des équations de Codazzi montre clairement le caractère fondamental de la création de magnétisme par la rotation (même sans charge électrique). Il montre de plus que la géométrisation de l'électromagnétisme doit effectivement être réalisée par la métrique externe de l'espace-temps.

En tenant compte de (7) et de la relation $G_i = -(c^2/2)\,\partial g_{44}/\partial x^i$ entre la force de gravitation et la métrique, un calcul facile ([1]) donne l'expression suivante pour le champ électrostatique $\vec{E}_{\rm st}$ (moyenne temporelle de $5b$) :

$$(10)\qquad \vec{E}_{\rm st} = \frac{\xi}{\chi_0}\,\frac{(m_0)_e}{e}\left(1 - \frac{\eta}{KM\xi}\right)\vec{G},$$

([3]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 1813; *Ibid.*, **225**, 1947, p. 924; *Ibid.*, **226**, 1948, p. 645, 1298, 2126; *Gazeta de Mat.*, **34**, 1947; *Ibid.*, **35**, 1948.

η étant une constante déterminée par la fréquence des vibrations (très rapides) des g^{*}_{4i} ($i=1, 2, 3$). On voit que tout astre (de masse M), par suite même de sa gravitation, engendre un champ électrostatique. Ce résultat explique, selon nous, le champ électrostatique moyen de la Terre et le maintien de sa charge. Il expliquerait aussi l'existence de champs électrostatiques très intenses sur certaines étoiles pouvant donner lieu à l'expulsion de rayons cosmiques.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la variance relativiste des mésons* π. Note de M. **Bernard d'Espagnat**, présentée par M. Louis de Broglie.

On sait qu'il existe des arguments en faveur des quatre hypothèses suivantes : 1° le méson π est un au moins des mésons « nucléaires »; 2° le méson μ a le spin 1/2; 3° les interactions $\pi-\mu$ et π-nucléons sont directes; 4° l'interaction μ-nucléons a lieu par l'intermédiaire de π virtuels. Cet ensemble d'hypothèses forme un tout *cohérent* vis-à-vis des résultats expérimentaux lorsqu'en première approximation on raisonne sur les valeurs moyennes g et $\breve{g}$ des constantes d'interaction π — nucléons et π — μ; en effet, on peut alors interpréter *deux* données de l'expérience : la vie moyenne $\tau_{\pi,\mu}$ du méson π et la vie moyenne de capture du méson μ par les noyaux, par un choix convenable de la *seule* constante arbitraire $\breve{g}$. La vérification est immédiate au moyen de la mesure récente $\tau_{\pi,\mu}=1,1.10^{-8}$ sec [1] : la formule

$$\frac{1}{\tau_{\pi,\mu}}=\frac{m_\pi c}{\hbar^2}\frac{\breve{g}^2}{4\pi}(1-r^2)^2; \qquad r=\frac{m_\mu}{m_\pi} \tag{1}$$

fournit

$$\frac{\breve{g}^2}{4\pi\hbar c}=2,27.10^{-15}; \tag{2}$$

avec la valeur moyenne admise pour g (forces nucléaires), on trouve alors

$$g_\mu=\frac{g\breve{g}}{k_0^2}=1,6.10^{-49}; \qquad \left(k_0=\frac{m_\pi c}{h}\right), \tag{3}$$

g_μ étant, en unités c. g. s., la constante du type de Fermi qui lie les mésons μ aux nucléons. Des calculs directs de MM. Tiomno et Wheeler [2] ayant d'autre part montré que la valeur de g_μ qui rend le mieux compte de la capture des μ est $\sim 10^{-49}$, on voit que l'accord est satisfaisant.

Tiomno et Wheeler ont fait remarquer d'autre part que $g_\mu=g_\beta$ dans les limites de précision de l'expérience et de leur théorie. Si l'on veut interpréter la radioactivité β comme un processus du second ordre, dû à des mésons

---

(1) Richardson, *Phys. Rev.*, 1er décembre 1948.

(2) *Rev. Mod. Phys.*, 1949 (manuscrits communiqués par M. Leprince-Ringuet).

nucléaires virtuels ayant en moyenne une interaction $\check{g}_e$ avec les électrons-neutrinos, la formule connue (4) $g_\beta = g\check{g}_e/k_0^2$, comparée à (3), donne alors $g_e = \check{g}$: mésons μ et électrons auraient ainsi la même interaction avec les nucléons d'une part, avec tout ou partie des mésons *nucléaires* d'autre part. Cette dernière remarque conduit naturellement à chercher quelles seraient les conséquences de l'hypothèse suivante : « les mésons nucléaires ont rigoureusement *les mêmes* constantes d'interaction avec les μ-neutrinos qu'avec les électrons-neutrinos ».

Désignons ici par π_{ps} un méson nucléaire pseudo-scalaire et par π_v un méson nucléaire vectoriel : on a pour les transitions $\pi - \mu$ et $\pi - e$ les vies moyennes [3] :

$$(5) \qquad \frac{1}{\tau_{\pi_{ps},\mu}} = \frac{m_\pi c}{\hbar^2}(\check{f}_1 + r\check{f}_2)^2(1 - r^2)^2; \qquad \frac{1}{\tau_{\pi_{ps},e}} = \frac{m_\pi c}{\hbar^2}\left(\check{f}_1 + \frac{m_e}{m_\pi}\check{f}_2\right)^2,$$

$$(6) \qquad \frac{1}{\tau_{\pi_v,\mu}} = \frac{m_\pi c}{3\hbar^2}\left[\check{g}_1^2(2 + r^2) + \check{g}_2^2(1 + 2r^2)\right](1 - r^2)^2; \qquad \frac{1}{\tau_{\pi_v,e}} = \frac{m_\pi c}{3\hbar^2}\left[2\check{g}_1^2 + \check{g}_2^2\right].$$

On voit qu'étant donné $r = 1/1,32$ on a toujours $1/\tau_{\pi_v,\mu} < 1/\tau_{\pi_v,e}$ [4], un π vectoriel devrait donc toujours *se désintégrer en électron* plutôt qu'en méson μ ; par contre si l'on fait $\check{f}_1 \ll \check{f}_2$ (et déjà certains arguments tirés des spectres β sont en faveur de cette inégalité et de l'interaction du type Gamow-Teller qui en résulte) [5], on voit aussi que $1/\tau_{\pi_{ps},e} \ll 1/\tau_{\pi_{ps},\mu}$ conformément à l'expérience (pas d'électrons produits).

Ceci est un argument en faveur du π pseudo-scalaire; il reste à examiner si la seule constante $\check{f}_2$ ($\check{f}_1 \sim 0$) peut bien être choisie de façon à rendre compte en ordre de grandeur de la vie moyenne du π, de la capture du μ et de la radioactivité β.

Le premier point fixe $\check{f}_2$: par comparaison de (1) et (5) on a en effet $\check{f}_2 \sim \check{g}$ (en fait $\check{f}_2 = \check{g}/r = 3.10^{-15}$). D'autre part l'interaction du second ordre la plus générale que puisse provoquer un π_{ps} est de la forme

$$g_{PV}(\vec{\sigma}_n \vec{\sigma}_l - \gamma_n^5 \gamma_l^5) + g_{PS}(\beta_n \gamma_n^5 \beta_l \gamma_l^5),$$

g_{PV} et g_{PS} étant deux constantes arbitraires, exprimables en fonction de f_1, f_2, $\check{f}_2$: un calcul direct est possible moyennant certaines approximations, il donne $g_{PV} = (f_2 \check{f}_2/k_0^2)$ et $g_{PS} = 0$ si $\check{f}_1 = 0$ [6]. Comme dans ce cas on doit

(3) Ces formules se déduisent très aisément des calculs développés par L. de Broglie : *De la Mécanique ondulatoire à la théorie du noyau*, II, p. 123.

(4) *Cf.* avec d'autres hypothèses, MARTY et PRENTKI, *J. de Phys. et Rad.*, avril 1948.

(5) *Cf.* ROSENFELD, *Nucl. Forces*, II, § 15, p. 35.

(6) Conformément aux résultats de Rozental (*Danske Sels*, XVIII, 7, 1941).

avoir $g_{PV} \sim 2.10^{-49}$ aussi bien pour le μ que pour l'électron, nous constatons que les relations (3) et (4) sont numériquement satisfaites par $\check{f}_2$.

Récemment MM. Le Couteur et Rosenfeld [7] ont fait une transformation canonique de l'Hamiltonien total du système, grâce à laquelle la totalité de l'interaction devient en $g_{PS}\beta_n\gamma_n^5\beta_l\gamma_l^5$. La constante g_{PS}^e, évaluée à partir de f_1, f_2, $\check{f}_2$, se trouve alors être sensiblement 10^{-4} fois trop faible [8]. Ces auteurs font cependant remarquer qu'il y a dans l'Hamiltonien une ambiguïté qu'on ne sait pas lever : de fait leur choix revient à prendre $\eta''=1$ dans l'Hamiltonien de Rozental, il est aussi naturel de prendre $\eta=\eta'=\eta''=\eta'''=0$ et l'on réintroduit ainsi, sans changer par cela $\tau_{\pi,\mu}$, les interactions en $\vec{\sigma}_n\vec{\sigma}_l$ et la relation, numériquement satisfaite, $g_{PV}=(f_2\check{f}_2/k_0^2)$ $(g_{PS}\ll g_{PV})$.

L'hypothèse des interactions identiques entre $\pi-\mu$ et $\pi-e$ nous semble donc éliminer le π vectoriel à cause de sa désintégration rapide en électrons $(\tau_{\pi,e}\lesssim\tau_{\pi,\mu})$, par contre l'image d'un π pseudo-scalaire ne nous paraît pas conduire de prime abord à des contradictions.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Cinématique opératorielle du corps solide rigide.* Note de Mlle **Jeannine Viard**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. Dans un précédent travail [1] nous avons défini le corps solide rigide en mécanique ondulatoire par la condition que *par rapport à un trièdre relatif lié au mouvement du système de corpuscules considéré, les coordonnées de ces corpuscules sont des constantes.* Nous donnons ici les résultats de l'étude du mouvement du corps solide ainsi défini par rapport à un repère quelconque qui, dans le cas général, est lui-même un repère quantique (le mouvement par rapport au repère fondamental est un cas particulier du précédent).

Dans ce qui suit nous désignons les coordonnées des corpuscules du corps solide, relatives au repère T (origine O, vecteurs de base $\vec{e}_i$) qui lui est lié par $x_{d,i}$, $x_{g,i}$; celles relatives à un autre repère quantique quelconque T_1 (origine O_1, vecteurs de base $\vec{\varepsilon}_i$) par $y_{d,i}$, $y_{g,i}$.

2. *Mouvement de translation.* — Avec les notations adoptées on a pour un point M du corps

$$\overrightarrow{O_1M}=\overrightarrow{O_1O}+\sum x_{d,i}\vec{e}_i=\overrightarrow{O_1O}+\sum \vec{e}_i x_{g,i}.$$

---

(7) *Phil. Mag.*, 40, 1949, p. 151.

(8) Tiomno et Wheeler, *loc. cit.*, donnent tous les $g^e\sim 2.10^{-49}$, sauf $g_{PS}^e\sim 2.10^{-47}$.

(1) *Thèse de Doctorat*, Paris, 1947.

Ce qui donne pour la vitesse de M relative à T_1

$$\vec{V}_{r,M,T_1} = \overrightarrow{O_1 O'}.$$

3. *Mouvement de rotation.* — Dans le cas de la rotation on a les formules de transformation suivantes :

$$\vec{e}_i = \sum_j \alpha_{d,ij} \vec{\varepsilon}_j = \sum_j \vec{\varepsilon}_j \alpha_{g,ij},$$

$$\vec{\varepsilon}_i = \sum_j \beta_{d,ij} \vec{e}_j = \sum_j \vec{e}_j \beta_{g,ij},$$

$$\sum_i x_{d,i} \vec{e}_i = \sum_i \vec{e}_i x_{g,i} = \sum_i y_{d,i} \vec{\varepsilon}_i = \sum_i \vec{\varepsilon}_i y_{g,i}.$$

Par définition on appelle vecteurs vitesses relatives droite et gauche de M par rapport au repère T_1, les vecteurs

$$\vec{V}_{r_d,M,T_1} = \sum_i \vec{y}'_{d,i} \vec{\varepsilon}_i, \qquad \vec{V}_{r_g,M,T_1} = \sum_i \vec{\varepsilon}_i y'_{g,i}.$$

Si l'on pose

$$\sum_j \alpha'_{d,kj} \beta_{d,ji} = \omega_{d,k}^{\,i},$$

il vient

$$\vec{V}_{r_d,M,T_1} = \sum_{ik} x_{d,k} \omega_{d,k}^{\,i} \vec{e}_i.$$

A partir des $\omega_{d,k}$, on définit des opérateurs p_d, q_d, r_d, en posant

$$p_d = \frac{1}{2}(\omega_{d,2}^{\,3} - \omega_{d,3}^{\,2}) \quad \text{et les analogues.}$$

Dans ces conditions la vitesse relative droite de M par rapport à T_1 se met sous la forme

$$\vec{V}_{r_d,M,T_1} = (x_{d,3} q_d - x_{d,2} r_d)\vec{e}_1 + (x_{d,1} r_d - x_{d,3} p_d)\vec{e}_2 + (x_{d,2} p_d - x_{d,1} q_d)\vec{e}_3 + \sum_{jk} x_{d,j} B_{d,j}^{\,k} \vec{e}_k$$

avec

$$B_{d,j}^{\,k} = \frac{1}{2}(\omega_{d,j}^{\,k} + \omega_{d,k}^{\,j}), \qquad \text{(terme purement quantique).}$$

Pour la vitesse gauche on a une formule analogue.

4. *Mouvement hélicoïdal.* — Les formules de transformation du mouvement

hélicoïdal sont :

$$\vec{e}_1 = \alpha_{d,11}\vec{\varepsilon}_1 + \alpha_{d,12}\vec{\varepsilon}_2 = \vec{\varepsilon}_1\alpha_{g,11} + \vec{\varepsilon}_2\alpha_{g,12},$$

$$\vec{e}_2 = \alpha_{d,21}\vec{\varepsilon}_1 + \alpha_{d,22}\vec{\varepsilon}_2 = \vec{\varepsilon}_1\alpha_{g,21} + \vec{\varepsilon}_2\alpha_{g,22},$$

$$\vec{e}_3 = \vec{\varepsilon}_3,$$

$$\overrightarrow{O_1O} = n\theta_d\vec{e}_3 = n\theta_d\vec{\varepsilon}_3 = \vec{e}_3 n\theta_g = \vec{\varepsilon}_3 n\theta_g, \qquad (n, \text{ constante}).$$

On a alors

$$\vec{V}_{r_d,M,T_1} = (-x_{d,2}r_d)\vec{e}_1 + (x_{d,1}r_d)\vec{e}_2 + x_{d,1}B_{d,1}^{\;2}\vec{e}_2 + x_{d,2}B_{d,2}^{\;1}\vec{e}_1 + n\theta'_d\vec{e}_3.$$

La vitesse relative droite de M par rapport à T_1 se décompose en une vitesse de translation droite le long de $\vec{e}_3$ $(\text{ou } \vec{\varepsilon}_3)$ de grandeur $n\theta'_d$ et une vitesse de rotation droite autour du même axe.

5. *Mouvement général.* — Pour définir le mouvement du corps solide par rapport à T_1, il suffit de définir le mouvement du repère T par rapport à T_1. Pour cela nous partons des formules fondamentales suivantes :

$$\overrightarrow{O_1M} = \overrightarrow{O_1O} + \overrightarrow{OM} = \overrightarrow{O_1O} + \sum x_{d,i}\vec{e}_i = \overrightarrow{O_1O} + \sum \vec{e}_i x_{g,i},$$

$$\overrightarrow{O_1M'} = \overrightarrow{O_1O'} + \sum x_{d,i}\vec{e}'_i = \overrightarrow{O_1O'} + \sum \vec{e}'_i\, x_{g,i}.$$

On évalue les $\vec{e}'_i$ en fonction de leurs composantes sur les $\vec{e}_i$; un calcul assez long donne

$$\vec{e}'_i = \sum_j \omega_{d,i}^{\;j}\vec{e}_j,$$

d'où

$$\vec{V}_{r_d,M,T_1} = \overrightarrow{O_1O'} + \sum_{ij} x_{d,i}\omega_{d,i}^{\;j}\vec{e}_j.$$

Si l'on se reporte aux résultats obtenus dans les cas particuliers précédents, on voit que :

THÉORÈME. — *La vitesse relative droite (ou gauche) par rapport à un repère quantique quelconque d'un point d'un corps solide rigide, est la résultante de la vitesse de translation d'un point lié au corps et d'une vitesse de rotation droite (ou gauche).*

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Méthode de mesure de la constante diélectrique et de l'absorption à* 3000 Mc/sec. Note de M. **Jean Le Bot**, présentée par M. Aimé Cotton.

I. *La méthode employée* a été décrite pour la première fois par Roberts et von Hippel et utilisée depuis par quelques auteurs ([1]); nous avons réalisé pour $\lambda = 10^{cm}$ un montage dérivant de celui de von Hippel et utilisant comme ligne de mesure un guide d'onde standard excité en Ho 1.

Le principe de la méthode consiste à étudier le champ d'ondes stationnaires produit dans un guide d'onde rempli en son extrémité d'une épaissseur l du diélectrique étudié placé au contact d'un court-circuit métallique. L'ensemble du montage peut être amené à la résonance en disposant des éléments d'adaptation convenables ou, au contraire, être rendu systématiquement anti-résonnant en plaçant des éléments de découplage entre la source et la partie du guide servant à la mesure; nous avons préféré ce second dispositif.

On peut relier la constante de propagation $\gamma = \alpha + j\beta$ dans le guide rempli du diélectrique étudié, aux quantités mesurées : x_0 distance du premier minimum à la surface du diélectrique et E_{min}/E_{max} taux d'ondes stationnaires; pour cela, il suffit d'écrire, dans un système d'axes convenable, les composantes de l'onde Ho 1 incidente, de l'onde réfléchie sur le diélectrique et de toutes les ondes qui, ayant pénétré dans le diélectrique ont subi 1, 2, 3, ... réflexions à l'intérieur de la substance : en sommant toutes ces projections, on obtient les composantes de l'onde stationnaire; on en tire

$$(\text{I}) \qquad \frac{\text{th}\,\gamma l}{\gamma l} = \frac{\lambda g}{j 2\pi l} \frac{\dfrac{E_{min}}{E_{max}} - j \,\text{tg}\, \dfrac{2\pi x_0}{\lambda g}}{1 - j \dfrac{E_{min}}{E_{max}} \,\text{tg}\, \dfrac{2\pi x_0}{\lambda g}},$$

λg étant la longueur d'onde dans le guide.

On arriverait à la même formule en appliquant au guide la théorie des lignes et en cherchant l'impédance d'entrée de la ligne de longueur l court-circuitée à son extrémité et remplie de diélectrique.

Signalons qu'on peut utiliser, au lieu de x_0, la quantité Δ, rapprochement d'un minimum quelconque lorsqu'on remplit la cuve ([1]). On a alors

$$(\text{II}) \qquad \frac{\text{th}\,\gamma l}{\gamma l} = \frac{\lambda g}{j 2\pi l} \frac{\dfrac{E\,\text{min}}{E\,\text{max}} + j \,\text{tg}\, \dfrac{2\pi\Delta}{\lambda g}}{1 + j \dfrac{E\,\text{min}}{E\,\text{max}} \,\text{tg}\, \dfrac{2\pi\Delta}{\lambda g}},$$

([1]) S. Roberts et A. von Hippel, *J. Appl. Phys.*, 17, 1946, p. 610; F. J. Cripwell et G. B. B. M. Sutherland, *Trans. Far. Soc.*, 42, 1946, p. 149; T. W. Dakin et C. N. Works, *J. Appl. Phys.*, 18, 1947, p. 789; C. G. Montgomery, *Technique of Microwave measurement*, 1947, p. 628.

l'emploi de la formule (II) est particulièrement avantageux lorsqu'on est obligé d'intercaler une certaine longueur de guide entre la cuve et le mesureur d'ondes stationnaires, comme nous avons dû le faire par exemple pour étudier les diélectriques à basse température.

Connaissant α et β on obtient ε' et ε'' en écrivant l'expression de la constante de propagation dans un guide H01

$$\gamma = \alpha + j\beta = \frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} - \varepsilon},$$

où $\lambda =$ longueur d'onde air, λ_c longueur d'onde de coupure ; on a alors

$$\varepsilon' = \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2} + \frac{\lambda^2}{4\pi^2}(\beta^2 - \alpha^2), \qquad \varepsilon'' = \alpha\beta\frac{\lambda^2}{2\pi^2},$$

la résolution des équations (I) et (II) est extrêmement pénible par approximations successives; nous avons préféré construire par points un abaque de $\operatorname{th} Z/z = Z'$ permettant un calcul rapide dans les deux régions du plan complexe limitées par les points

$\bar{\varepsilon}_1 = 17 - j11$ $\quad\bar{\varepsilon}_2 = 28 - j8,5$ $\quad\bar{\varepsilon}_3 = 25,5 - j5,7$,

$\bar{\varepsilon}_1 = 3,70 - j0,000$, $\quad\bar{\varepsilon}_2 = 3,22 - j0,000$, $\quad\bar{\varepsilon}_3 = 3,70 - j0,200$, $\quad\bar{\varepsilon}_n = 3,22 - j0,200$

régions correspondant aux mesures que nous avons faites. Lorsque $\operatorname{tg}^2\delta \neq 0$, on peut simplifier considérablement (I) ou (II); diverses formules d'approximation ont été étudiées; nous avons souvent utilisé celles indiquées par Dakin et Works ([1]).

II. *La réalisation pratique* est la suivante : le tube émetteur est un klystron réflex Kr 117 alimenté par un montage stabilisateur électronique ; nous avons trouvé avantageux d'envoyer sur le klystron un courant d'air énergique afin de diminuer la dérive de fréquence ; le guide est excité en H01 à partir du câble coaxial de sortie du klystron avec les éléments classiques d'adaptation. Le découplage est obtenu par un atténuateur fixe d'environ 15 db constitué par un double coin en bois intercalé dans le guide et par un atténuateur variable du type *flap* constitué par une bande de carton graphité ; ce système de découplage est préférable au découplage par cornets que nous avons dû abandonner. Un mesureur d'ondes stationnaires permet de pointer la position des minima avec une précision de 1/20 de millimètre ; nous avons réglé l'enfoncement de la sonde pour que le courant rectifié par le cristal et mesuré au galvanomètre ne dépasse jamais 1 μA ; nous avons alors vérifié, en traçant des courbes d'ondes stationnaires que la présence de la sonde ne perturbait pas la mesure. La cuve est constituée par une petite portion de guide de longueur *e* connue à 1/100 de millimètre près et fermée d'un côté par une très mince feuille de mica, de l'autre par une paroi métallique ; nous avons obtenu l'étanchéité par un léger graissage à la graisse silicone. La cuve est séparée du mesureur par une

longueur de 25^{cm} de guide et plonge dans un thermostat. Pour éviter le givrage sur la fenêtre de mica lorsqu'on opère à basse température, on souffle de l'air comprimé sec par deux tuyères ménagées convenablement dans la paroi du guide.

Nous nous proposons d'exposer dans une prochaine Note divers résultats obtenus à l'aide de ce montage.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Influence de l'indice de réfraction sur les émissions radioélectriques d'un milieu ionisé.* Note (*) de M. **Jean-F. Denisse**, présentée par M. Jean Cabannes.

L'interprétation des émissions radioélectriques extra-terrestres conduit à calculer l'énergie rayonnée sur grandes longueurs d'onde par des milieux ionisés étendus, analogues à la couronne solaire.

Les travaux qui ont été faits dans ce sens négligent (1), (2), (3) ou traitent d'une manière incorrecte (4), (5) le fait que l'indice de réfraction du milieu émissif peut être dans certains cas largement différent de l'unité.

En l'absence de champs macroscopiques, électriques ou magnétiques, le rayonnement sur grandes longueurs d'onde d'un milieu ionisé est dû principalement aux émissions par transitions *libre-libre* qui se produisent quand un électron se trouve dévié dans le champ d'un ion. D'un calcul classique de Kramers (6) on peut déduire (7) un coefficient d'émission j : puissance rayonnée sur la fréquence ν, par 1^{cm^3} du milieu, dans l'angle solide-unité et sur une bande de fréquence de largeur-unité

$$j = \frac{32\pi}{3} N_e N_i \frac{Z^2 e^6}{c^3} \frac{KT}{(2\pi m KT)^{\frac{3}{2}}} \log_e \frac{2KT}{\xi e^2 (N_i + N_e)^{\frac{1}{3}}},$$

où N_e et N_i sont les densités électroniques et ioniques, T est la température cinétique des particules, Ze, la charge de l'ion et $\log_e \xi = 0,577$.

A cette émission correspond une absorption dont le coefficient $\varkappa$ peut être calculé par le principe de Kirchhoff

$$\varkappa = j \frac{4\pi}{c\rho},$$

où $\rho = (8\pi\nu^2/c^3)KT$ est la densité d'énergie du corps noir.

(*) Séance du 21 février 1949.

(1) A. Unsöld, *Naturwissenschaften*, 7, 1947, p. 194.

(2) M. Waldmeier, *Experiencia*, 4, 1948, p. 1.

(3) J. F. Denisse, *Ann. d'Astrophysique*, 10, 1947, p. 1.

(4) D. F. Martyn, *Proc. Roy. Soc.*, 193, 1948, p. 44.

(5) M. Ryle, *Proc. Roy. Soc.*, 195, 1948, p. 82.

(6) H. A. Kramers, *Phil. Mag.*, 46, 1923, p. 836.

(7) J. F. Denisse, *Thèse de Physique*, Paris, 1949.

Ce coefficient $\varkappa$ est identique au coefficient d'absorption classique calculé par Lorentz [8] et utilisé par exemple dans les calculs ionosphériques. L'émission *libre-libre* calculée par Kramers et l'absorption de Lorentz ne sont en réalité que deux aspects d'un même phénomène [7].

Les formules précédentes valables lorsque l'indice de réfraction μ est égal à l'unité (cas de l'optique), se modifient lorsque μ est différent de 1.

Le calcul de j s'effectue en décomposant en intégrales de Fourier l'énergie émise au cours d'un choc électron-ion. Ceci revient à considérer le rayonnement total comme émis par un ensemble d'oscillateurs élémentaires; il est alors normal de penser que chaque oscillateur se comporte comme un dipôle classique, c'est-à-dire rayonne une puissance j' proportionnelle à l'indice du milieu qui l'entoure. On est donc conduit à poser

$$\boxed{j' = \mu j.}$$

Cette hypothèse satisfait d'autre part au principe de Kirchhoff. En effet, dans un milieu d'indice μ, le calcul de Lorentz [8] montre que le coefficient d'absorption $\varkappa'$ peut s'écrire : $\varkappa' = \varkappa/\mu$. La densité d'énergie du rayonnement en équilibre avec le milieu à la température T est égale à

$$\rho' = \frac{8\pi\nu^2 \mathrm{KT}}{u' v^2} = \rho \frac{c}{u'} \mu^2, \qquad (^9)$$

où u' est la vitesse de propagation de l'énergie et $v = c/\mu$ est la vitesse de la phase.

La condition d'équilibre s'écrira pour $\mu \neq 1$

$$j' = \varkappa' u' \frac{\rho'}{4\pi} = \varkappa c \frac{\rho}{4\pi} \mu,$$

d'où il résulte bien

$$j' = \mu j.$$

Cette formule conduit à remplacer dans le calcul de l'émission le long d'un trajet AB, l'épaisseur optique $\tau = \int_{\mathrm{AB}} \varkappa' ds$ généralement utilisée par $\tau' = \int_{\mathrm{AB}} \mu^2 \varkappa' ds$.

Pour la couronne solaire, par exemple, l'usage de τ' conduit, pour des ondes relativement longues, à des brillances qui peuvent être cinq fois plus faibles que celles qui sont calculées à partir de τ.

D'autre part le niveau effectivement observé sur une fréquence ν donnée, correspond à un maximum de l'émission $\mu^2 \varkappa'$ et non à un maximum de

---

(8) H. A. Lorentz, *Théorie des électrons*.

(9) L. Brillouin, *Statistiques quantiques*.

l'absorption $\varkappa'$ comme on l'avait pensé généralement ([4]), ([5]). En particulier, en un point où la fréquence de l'onde est voisine de la fréquence critique du milieu ($\mu \sim 0$), l'absorption $\varkappa'$ est infinie, alors que l'émission $\mu^2\varkappa'$ est nulle.

ÉLECTRONIQUE. — *Étude de la propagation d'une onde électromagnétique en présence de deux faisceaux électroniques de vitesses voisines.* Note de M. **Pierre Lapostolle**, présentée par M. Louis de Broglie.

J'ai étudié ([1]) sur divers modèles les ondes électromagnétiques susceptibles de se propager dans une ligne en interaction avec un faisceau électronique.

De cette étude il résulte que :

a. Même si la vitesse de propagation des ondes dans la ligne en l'absence de faisceau est très différente de celle des électrons, il existe une infinité d'ondes, dont la vitesse est voisine de celle des électrons, qui peuvent se propager lorsque le faisceau est émis.

b. Si la vitesse de propagation des ondes dans la ligne est voisine de celle du faisceau, un phénomène d'amplification prend naissance, grâce à l'existence d'une onde se propageant avec une croissance exponentielle.

Je me propose d'étudier un dispositif constitué d'une ligne où la vitesse de propagation est quelconque et de deux faisceaux d'électrons concentriques de rayons R_0 et r_0 et de vitesses voisines : l'un des faisceaux, par exemple le faisceau extérieur, permet la propagation d'ondes dont la vitesse est voisine de celle de ses électrons; l'autre faisceau, étant envoyé à la vitesse d'une des ondes précédentes, provoque l'apparition d'une onde à croissance exponentielle.

I. *Faisceau extérieur.* — Je suppose que la vitesse et la densité électronique, compte tenu de l'interaction, diffèrent peu de $\vec{v}_{01}$ et ρ_{01}. On peut alors chercher en coordonnées cylindriques (r, θ, z) des solutions du type

$$\vec{v}_{01} + \vec{v}_1(r)\, e^{j\omega t + kz}, \quad \rho_{01} + \rho_1(r)\, e^{j\omega t + kz}.$$

En présence d'un champ magnétique focalisateur assez intense, on a alors, pour une onde à symétrie de révolution,

$$(1)\quad \begin{cases} Y_{E1}(r) = \dfrac{2}{j\omega\varepsilon_0 r}\dfrac{H_\theta}{E_z} = 2\dfrac{s_1+1}{h_1 r}\dfrac{J_1(h_1 r) + \lambda N_1(h_1 r)}{J_0(h_1 r) + \lambda N_0(h_1 r)}, \\ \text{où}\quad h_1^2 = k^2\left(1 + \dfrac{\omega^2}{k^2 c^2}\right)(1 + s_1) \quad \text{avec}\quad s_1 = \dfrac{4\rho_{01}}{R_0^2}\dfrac{e}{m}\dfrac{\mu_0 c^2}{v_{01}^2\gamma_1^2} \quad \text{et}\quad \gamma_1 = k + j\dfrac{\omega}{v_{01}}, \end{cases}$$

([1]) *Comptes rendus*, **224**, 1947, p. 104, 268, 558, 814, et **227**, 1948, p. 338; Thèse de doctorat ès Sciences physiques, Paris, 1947; *Annales des Télécommunications*, 3, 1948, p. 57, 85.

e et m charge et masse de l'électron, ε_0, μ_0 constante diélectrique et perméabilité du vide, c vitesse de la lumière ; λ est une constante arbitraire.

II. *Faisceau extérieur.* — Moyennant les mêmes hypothèses, on a

$$(2)\quad \begin{cases} Y_{E2}(r) = 2\dfrac{s_2+1}{\eta_2 r}\dfrac{I_1(\eta_2 r)}{I_0(\eta_2 r)} \quad \text{où} \quad \eta_2^2 = -k^2\left(1+\dfrac{\omega^2}{k^2c^2}\right)(1+s_2) \\ \text{avec} \quad s_2 = \dfrac{4\rho_{02}}{r_0^2}\dfrac{e}{m}\dfrac{\mu_0 c^2}{v_{02}^2\gamma_2^2} \quad \text{et} \quad \gamma_2 = k + j\dfrac{\omega}{v_{02}}. \end{cases}$$

III. *Conditions aux limites.* — Aux surfaces de contact des différents milieux, les coefficients Y_E se raccordent. La condition en R_0 donne λ.

On en déduit les vitesses d'onde propres du système, en l'absence du faisceau intérieur. Prenant pour vitesse v_{02} l'une des vitesses précédentes, et plus précisément l'une des deux vitesses qui diffèrent le plus de v_{01}, on peut calculer γ_2 en utilisant la condition de raccord en r_0.

IV. *Résultats.* — On suppose pour simplifier que la ligne extérieure n'a pas de vitesse d'onde propre voisine de v_{01} (guide à la coupure), $Y_E(R_0)$ est alors très grand. En outre on prendra $R_0 \gg r_0$, $\omega R_0 \gg v_{01}$.

Désignant par γ' la partie réelle de γ_2, on a, pour les ondes amplifiées,

1° Si

$$\omega r_0 \ll v_{02} \quad \text{et} \quad \rho_{02} < 4,3\left(\frac{v_{01}}{\omega R_0}\right)^2\left(\frac{v_{02}}{\omega r_0}\right)^4 \rho_{01},$$

$$(3)\quad \gamma' = \frac{3,6}{v_{02}}\left(\frac{r_0}{R_0}\right)^{\frac{2}{3}}\left[(\rho_{02}^2\rho_{01})^{\frac{1}{3}}\frac{e}{m}\mu_0 c^2\right]^{\frac{1}{2}};$$

2° Si

$$\omega r_0 \gg v_{02} \quad \text{et} \quad \rho_{02} < 4,3\left(\frac{v_{01}}{\omega R_0}\right)^2 \rho_{01},$$

$$(4)\quad \gamma' = \frac{3,6}{v_{02}}\left(\frac{v_{02}}{\omega R_0}\frac{r_0}{R_0}\right)^{\frac{1}{3}}\left[(\rho_{02}^2\rho_{01})^{\frac{1}{3}}\frac{e}{m}\mu_0 c^2\right]^{\frac{1}{2}}.$$

3° Si ρ_{02} est supérieur aux limites précédentes

$$(5)\quad \gamma' = \frac{4,8}{v_{02}}\left(\frac{v_{02}}{\omega R_0}\frac{r_0}{R_0}\right)^{\frac{1}{2}}\left[(\rho_{02}\rho_{01})^{\frac{1}{2}}\frac{e}{m}\mu_0 c^2\right]^{\frac{1}{2}}.$$

V. *Comparaison à un modèle différent.* — On peut étudier aussi un dispositif semblable où les deux faisceaux sont envoyés non plus côte à côte, mais mélangés [2]. Dans les mêmes hypothèses que précédemment, on a alors, si $\rho_{01} = \rho_{02} = \rho_0$,

$$(6)\quad \gamma' = \frac{1,8}{v_0}\left[\rho_0\frac{e}{m}\mu_0 c^2\right]^{\frac{1}{2}},$$

où v_0 est la moyenne des deux vitesses v_{01} et v_{02}.

---

[2] Hæff, *Proceedings of the I. R. E.*, 37, 1949, p. 4.

EFFET RAMAN. — *Interprétation des spectres de basse fréquence des phosphates monoammonique et monopotassique.* Note (*) de M. JEAN CHAPELLE, présentée par M. Jean Cabannes.

I. *Formules donnant les fréquences de translation de ces deux cristaux.* — Lorsqu'on utilise les constantes k définies dans une précédente Note ([1]), on trouve

Type B 1 $$\left(2M\omega^2-\frac{k_1c^2}{\rho^2}-\frac{k_4c^2}{2\rho^2}-4k_3\right)\left(2m\omega^2-\frac{k_5c^2}{\rho^2}-\frac{k_4c^2}{2\rho^2}-4k_3\right)=\left(\frac{k_4c^2}{2\rho^2}-4k_3\right)^2;$$

Type B 2 $$\omega^2=\left[\frac{1}{2\mu}\right]\left[\frac{k_4c^2}{2\rho^2}+4k_3\right];$$

Type E $$\omega^2=\left[\frac{1}{\mu}\right]\left[\frac{k_4a^2}{2\rho^2}+2k_2\right]$$

$$\left(M\omega^2-\frac{k_1a^2}{\rho^2}-\frac{k_4a^2}{2\rho^2}-4k_3\right)\left(m\omega^2-\frac{k_5a^2}{\rho^2}-\frac{k_4a_2}{2\rho^2}-4k_3\right)=\left(\frac{k_4a^2}{2\rho^2}-2k_2\right)^2,$$

avec M = masse de l'ion PO_4H_2. m = masse de l'ion K ou NH_4 $1/\mu=(1/m)+(1/M)$, $\rho^2=(a^2/4)+(c^2/16)$.

II. *Calcul des constantes de liaison dans* $PO_4H_2(NH_4)$. — Le spectre expérimental fournit une fréquence de type B 1 à 176 cm⁻¹ qui ne peut être attribuée qu'à une translation. On a ainsi la relation supplémentaire nécessaire pour déterminer toutes les constantes de liaison. On trouve

$k_1=2,3.10^5$ C.G.S, $k_2=0,22.10^5$, $k_3=0,82.10^5$, $k_4=1,52.10^5$, $k_5=0,24.10^5$.

La précision est faible, de l'ordre du 1/10.

III. *Interprétation des résultats.* — Le tableau suivant indique le spectre de translation théorique de $PO_4H_2(NH_4)$, les spectres expérimentaux de basse fréquence des deux cristaux examinés :

Spectre de translation théorique de $PO_4H_2NH_4$.		Spectre de basse fréquence de $PO_4H_2(NH_4)$.			Spectre de basse fréquence de PO_4H_2K.		
Fréquence en cm⁻¹.	Type.	Fréquence en cm⁻¹.	Intensité.	Type.	Fréquence en cm⁻¹.	Int.	Type.
–	–	68	F	E	95	F	E
–	–	97	*f*	E	118	*f*	E
104	B_1	–	–	–	–	–	–
126	E	126	*ff*	E	–	–	–
176	B_1	173 ± 10	F	E	–	–	–
179	B_2	176	*m*	$B_1+(B_2?)$	–	–	–
179	E						
202	E	–	–	–	–	–	–
(126 + 179 = 305)	(E)	280 ± 60	*f*	E	–	–	–

(*) Séance du 7 février 1949.

([1]) J. CHAPELLE, *Comptes rendus*, 228, 1944, p. 648.

Ce tableau met en évidence deux raies, qui, pour chaque cristal, sont attribuables aux pivotements de l'ion PO_4H_2.

IV. *Fréquences de pivotement de l'ion* PO_4H_2. — Les seules fréquences actives dans l'effet Raman sont les pivotements autour d'axes perpendiculaires à l'axe quaternaire. Il en résulte un mouvement de précession autour de cet axe; le couplage des mouvements des deux ions du motif cristallin doit fournir les deux fréquences observées.

On peut séparer des forces interioniques, celles qui s'exercent entre ions PO_4H_2 voisins, et qui sont les causes prédominantes du couplage des ions. L'énergie potentielle qui y correspond est de la forme $U=(1/2)k\Sigma\Delta r^2$, Δr représentant la variation de longueur qui lie deux points homologues de deux groupements PO_4H_2 voisins. Nous prendrons comme points homologues les deux atomes d'oxygène situés aux extrémités d'une liaison hydrogène. Les fréquences de pivotement sont alors données par les formules

$$\omega_1^2=\frac{C+\frac{4k}{l^2}A^2}{I},\qquad \omega_2^2=\frac{C+\frac{4k}{l^2}B^2}{I},$$

avec $C=$ const. du couple des forces de rappel qui n'interviennent pas dans le couplage

$$l^2=\frac{a^2}{4}+\frac{c^2}{16}.$$

$I=$ moment d'inertie de l'ion, $A=(2x-a/2)z+[(c/4)-2z]x$, $B=[(c/4)-2z]y$, x, y, z étant les coordonnées d'un atome d'oxygène qui entoure l'origine

$$\omega_2^1-\omega_2^2=\frac{4k}{l^2}\,\frac{A^2-B^2}{I}.$$

On peut admettre que k a la même valeur pour les deux cristaux. On a alors

$$\frac{(\omega_1^2-\omega_2^2)_{PO_4H_2K}}{(\omega_1^2-\omega_2^2)_{PO_4H_2NH_4}}=\frac{(A^2-B^2)_{PO_4H_2K}}{(A^2-B^2)_{PO_4H_2(NH_4)}}=1,04,$$

expérimentalement on trouve un rapport égal à $1,03\pm0,15$ et $k=(0,78\pm0,14)\,10^4$ c. g. s.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action de la chaleur et de quelques oxydants sur les N-benzyl-aryl-thiamides.* Note (*) de M. **Roger Boudet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les N-benzyl-aryl-thiamides résistent parfaitement à un chauffage modéré. Si la température n'excède à aucun moment 250°, nulle décomposition n'est

(*) Séance du 14 février 1949.

perceptible, même après plusieurs heures. Une chauffe énergique, par contre, ne respecte pas leurs molécules et en provoque, dès 400°, la destruction. Il se forme alors, aux dépens du thiamide initial, des molécules organiques plus légères, parmi lesquelles on note la présence constante d'un nitrile aromatique et de transdiphényl-1.2 éthène (stilbène); en même temps s'observe un dégagement important d'hydrogène sulfuré.

La réaction qui mène à ces divers produits peut être considérée comme le résultat d'une dislocation progressive de la molécule-mère, sous l'action combinée de la chaleur et de l'atome de soufre intramoléculaire : une molécule d'hydrogène sulfuré serait d'abord éliminée, entraînant la scission de l'édifice entre l'atome d'azote et ce qui fut le groupement méthylénique; des deux tronçons nés de cette rupture, l'un se réarrange alors en un nitrile aromatique, l'autre, s'unissant à un radical semblable issu d'une deuxième molécule de thiamide, donne naissance au stilbène.

Des essais de dégradation suivis de déterminations quantitatives des produits formés sont en parfait accord avec cette interprétation : 90 % du thiamide se retrouvent, en définitive, sous forme de nitrile, stilbène et hydrogène sulfuré, et les proportions mutuelles dans lesquelles s'isolent ces divers produits correspondent aux valeurs attendues. Il reste, comme résidu, une masse charbonneuse peu abondante, dont nul produit défini ne peut être extrait.

Il est donc possible d'écrire [1]

$$2\,\varphi\!-\!\underset{\displaystyle SH}{\underset{|}{C}}\!=\!N\!-\!\underset{\displaystyle H}{\underset{|}{CH}}\!-\!\varphi \rightarrow 2\,SH^2 + 2\,\varphi\!-\!\overset{N}{\overbrace{C\!-\!\!-\!CH}}\!-\!\varphi\ (?)$$

$$\rightarrow 2\,\varphi\!-\!C\!\equiv\!N + \varphi\!-\!HC\!=\!CH\!-\!\varphi$$

Soumis à l'action d'une température élevée, tous les N-benzyl-aryl-thiamides connus [2] se sont, à l'exception du N-benzyl-nitro-4 benzthiamide, comportés de la même manière. Ils ont donné lieu à la production des composés qui suivent :

N-benzyl-benzthiamide : benzonitrile et stilbène.

N-benzylchloro-2 benzthiamide : chloro-2 benzonitrile et stilbène.

N-benzylméthoxy-4 benzthiamide : méthoxy-4 benzonitrile et stilbène.

N-benzylméthyl-4 benzthiamide : méthyl-4 benzonitrile et stilbène.

---

(1) Parallèlement à cette réaction principale, une réaction secondaire donne lieu à formation — en quantité minime — d'un produit sulfuré à caractère acide encore non identifié.

(2) R. Rambaud et R. Boudet, *Bull. Soc. Chim.*, 5, 1946, 13 p. 463 et mémoire en cours de publication (*Bull. Soc. Chim.*).

Le thiamide nitré, comme il était à craindre, se décompose de façon violente, même lorsque sa chauffe est conduite très progressivement. Un distillat infime peut seul être recueilli. Il est néanmoins possible d'y prouver indiscutablement la présence de stilbène — sinon celle du nitrile nitro-4 benzoïque.

On ne peut manquer de souligner la divergence profonde entre les manières dont se comportent, vis-à-vis de la chaleur, les N-benzyl-aryl-thiamides et leurs homologues inférieurs : les N-phénylarylthiamides (arylthioanilides). Pour ces derniers, la déshydrogénation, qui s'observe également à température élevée, s'effectue à la faveur d'une participation de l'oxygène atmosphérique et le soufre intramoléculaire n'y prend aucune part. Elle conduit à un benzothiazole :



Pour les premiers, au contraire, l'oxygène n'intervient à aucun moment : la réaction observée se déroule de la même manière, qu'on la réalise dans l'air ou dans le vide. Toutes tentatives d'en modifier l'orientation par présence d'alcali (la potasse caustique favorise parfois l'oxydation des molécules par l'air), à une température inférieure à celle où débute le dégagement de SH^2, ont échoué.

L'action d'oxydants, à froid, sur les N-benzylthiamides se montre tout aussi incapable de réaliser une cyclisation du genre de celle dont les thioanilides sont le siège dans des conditions analogues : les solutions de ferricyanures restent inertes en présence de N-benzylthiamides; l'emploi successif de solutions de brome puis de bisulfite alcalin se borne à transformer les benzylthiamides en benzylamides correspondants : il substitue simplement O à S dans la molécule.

Il faut très certainement attribuer l'orientation toute particulière des réactions présentées par les N-benzylthiamides à la présence du groupe méthylénique, spécialement actif, qu'offre leur molécule.

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge du* calcaire pisolithique *de Vigny*. Note de MM. **René Abrard**, **Raymond Furon**, **Pierre Marie** et **Robert Soyer**, présentée par M. Paul Fallot.

Dans notre Note consacrée au calcaire pisolithique de Vigny [1], nous n'avons pas entendu discuter de l'âge du gisement, mais seulement montrer que l'observation sur le terrain s'oppose catégoriquement à le considérer comme un faciès de la craie. Les arguments paléontologiques n'ont été invoqués que

(1) *Comptes rendus*, **228**, 1949, p. 189-190.

pour dire que le dépôt ne pouvait être placé plus bas que le Danien-Montien ; ce terme a été employé dans le sens de P. Lemoine (1937) et signifie que le pisolithique de Vigny ne peut être abaissé jusque dans le Maestrichtien.

Ces deux conclusions apparaissent comme singulièrement renforcées par la sérieuse étude des Mollusques, Lamellibranches et Gastropodes, effectuée par A. Chavan (²).

Sur 48 espèces, 30 sont inédites, ce qui indique un renouvellement de faune très important. 9 se trouvent uniquement dans le calcaire de Mons, 3 dans le calcaire de Mons et le tuffeau de Ciply, 4 dans le tuffeau de Ciply, 2 dans le tuffeau de Ciply et le Maestrichtien. Or, le tuffeau de Ciply est considéré comme Montien par l'unanimité des géologues belges y compris par Vincent (1930) qui en a décrit la faune, et par la plupart des auteurs (Haug, Gignoux, Leriche, Cossmann, Dollfus, Lambert, etc.). Il en résulte que sur les 18 espèces citées, toutes se retrouvent dans le Montien, 9 n'étant connues que du calcaire de Mons et 2 provenant du Maestrichtien. On ne peut faire état de *Lima tecta*, *Chlamys cicatrisata* et *Neithea regularis*, tant qu'on ne les aura pas effectivement trouvées à Vigny.

Il y a, il est vrai, des formes de caractère archaïque, mais ceci est bien normal dans une assise de passage, et rentre dans le cadre des formes triasiques qui persistent dans le Lias inférieur ou de la colonie d'Échinides crétacés dans le Garumnien supérieur (Montien) des Petites-Pyrénées. Il faut, en revanche, noter l'apparition de Cérithidés à affinités tertiaires et notamment du genre *Benoistia* avec sa plus ancienne espèce.

Si les Polypiers, d'après J. Alloiteau, doivent être rapprochés de formes crétacées, par contre les Lithothamniées, si abondantes et si caractéristiques du gisement et très bien conservées, s'en éloignent. *Aucune des espèces maestrichtiennes ne rappelle les espèces du calcaire pisolithique*, écrit Mme P. Lemoine (1937).

En ce qui concerne les Foraminifères, un fait nouveau est la découverte par l'un de nous (P. M.) dans les niveaux moyen et supérieur de la carrière de Vigny, d'une quinzaine d'espèces (*Discorbis corrugata* Cush., *Elphidiella prima* Ten Dam, *Valvulina triangularis* d'Orb. etc.), *toutes exclusivement tertiaires*, sauf *Rotalia trochidiformis* dont de très rares exemplaires apparaissent dans le Maestrichtien terminal. Toutes ces formes se trouvent dans le tuffeau de Ciply et le calcaire de Mons, ainsi que dans le calcaire pisolithique des gisements du type Meudon; aucune ne rappelle les espèces de la craie encaissante.

Quant à *Goniopygus minor*, il ne peut être invoqué pour vieillir Vigny par rapport à Mons ou à Meudon, puisqu'il se trouve en ces trois points.

En examinant la faune de Vigny dans son ensemble, on voit que les formes

---

(²) *Ibid.*, p. 494-496.

attardées trouvent leur contrepoids dans des formes d'affinités tertiaires, auxquelles, suivant la règle généralement adoptée, on donnerait la priorité pour placer le gisement dans le Montien, n'était la présence à la base du gisement d'*Hercoglossa danica* qui, en Europe, n'a été rencontré que dans le Danien. Il semble donc que l'on peut placer la partie inférieure de Vigny un peu au-dessous du tuffeau de Ciply, mais il paraît exclu d'en faire du Danien inférieur ou du Maestrichtien supérieur, conclusion renforcée par l'absence des Orbitoïdes, des Ammonoïdés et des Rudistes.

Pour être complet, il faut dire que la faune de Mollusques de Vigny n'a aucun rapport avec celle de la craie supérieure durcie de Meudon, ni avec celle littorale des sables campaniens de Vaals.

Par ailleurs, même en minimisant au maximum les différences climatiques fondamentales dénotées par les faunes de Vigny et de la craie qui sont entièrement contrastantes, compte tenu des faciès différents, on ne peut éviter de constater que la première est chaude avec apports mésogéens (Algues Codiacées, grands Cérithes, genres *Cypræa* et *Voluta*, etc.) et la deuxième tempérée septentrionale malgré quelques exemplaires égarés de formes méditerranéennes.

La craie supérieure de Vigny, inférieure à celle de Meudon, correspond à la base de la craie à *Magas pumilus ;* c'est, au plus, du Campanien supérieur. A Montainville, autre gisement de pisolithique adossé à la craie, celle-ci se situe vers la limite Campanien moyen-Campanien inférieur. Même si l'on admettait pour le pisolithique de ces gisements adossés un âge danien inférieur, ou maestrichtien terminal, il ne saurait être question de les considérer comme un faciès de la craie encaissante. Pour être en place, la craie soi-disant intercalée dans le calcaire pisolithique, ou supérieure à lui, devrait renfermer une faune danienne ou montienne.

Le calcaire de Vigny se relie au pisolithique incontestablement montien de Meudon, par des formes telles que, notamment, *Uteria Brocchii*, *Goniopygus minor*, *Lima carolina* et au calcaire de Mons par *Uteria Brocchii*, *Goniopygus minor*. Le calcaire pisolithique du Bassin de Paris, montien dans la presque totalité de ses gisements, est peut-être danien supérieur dans les points bas, comme l'avait pensé Munier-Chalmas. Il serait d'ailleurs surprenant que la transgression inaugurant le cycle tertiaire ait commencé exactement au niveau d'une division stratigraphique conventionnelle. Mais, la grande coupure entre le Crétacé et le Tertiaire est la lacune qui sépare la craie supérieure ravinée et corrodée, du calcaire pisolithique; il ne faut pas exagérer la portée de quelques gisements isolés et il faut constater leurs relations avec une formation qui, dans son ensemble, occupe une position stratigraphique normale entre le Sparnacien et la craie.

GÉOLOGIE. — *Observations sur la tectonique des chaînons de Bassan-Liquette et des Étienne-Encauron, dans le Massif de la Sainte-Baume.* Note de Mme **Suzanne Fabre-Taxy**, MM. **Georges Corroy** et **Claude Gouvernet**, présentée par M. Paul Fallot.

Nous avons montré dans une Note précédente [1] comment le chaînon de Roqueforcade, au Nord-Ouest de la Sainte-Baume, naît dans le vallon de Saint-Pons sur le Trias *in situ*. Si le flanc ouest du pli anticlinal, du Rhétien à l'Aptien, s'ennoie nettement avec un pendage moyen de 45° sous l'Oligocène de Gémenos, le flanc est poussé par le Trias sous-jacent, se relève fortement pour amener l'Hettangien et le Lias à chevaucher le synclinal crétacé de Roussarge. En particulier, près de la ferme de même nom, le Campanien est pincé étroitement entre deux bandes de Santonien, l'une normale, l'autre renversée. A l'Est de la Piguière, le flanc ouest est sectionné à la verticale par une ascension de Trias diapir (Roquevaire), tandis que le flanc est, plus abaissé, fait affleurer les horizons bathoniens-kiméridgiens sur une assez grande puissance. Mais, au Sud de Villecroze, la charnière est affectée rapidement d'un accident, classique en Provence, qui va amorcer un effondrement crétacé : le synclinal de Parette [2]. Le mouvement qui tend à renverser le flanc ouest sous le pli de Bassan lui-même s'accentue aussitôt, et c'est ainsi que s'ouvre le synclinal précité. Des témoins jurassiques de ce renversement sont conservés çà et là entre le Crétacé et l'Infralias de la charnière. Au Nord, le Trias, coiffé de dolomies jurassiques lors de son ascension, a taillé comme à l'emporte-pièce la bordure nord-ouest de ce synclinal. Vers les Bosq, le flanc est se relève. Le mas est construit sur le Lias, tandis que l'Hettangien, comme le Bathonien plus au Sud, à Daurengue, dessine une charnière anticlinale chevauchant le Crétacé de la bordure de la Lare. Le chaînon se termine à l'éperon de Liquette par une série d'écailles jurassiques avec Maestrichtien détritique, dont la plus inférieure s'accole au Trias. Sur le flanc nord de cet axe, des écailles analogues (Sainte-Croix d'Auriol) mettent en évidence le caractère ascendant du Trias entraînant de part et d'autre des copeaux de sa couverture.

Il résulte de ces observations que le chaînon de Bassan-Liquette est un anticlinal ennoyé périclinalement au Sud, déversé à l'Est sur le dôme de la Lare, couché à l'Ouest sur le synclinal crétacé de Parette. Ce dernier est séparé du bassin lignitifère de Vède (Est du Chaînon) par les écailles de Liquette reposant sur le Trias. A l'Est du ruisseau de Vède, vers les Étienne-Encauron, il n'y a *aucun lambeau flottant* de Jurassique sur le Crétacé. Les horizons de l'Infralias au Kiméridgien, décrochés six fois par des accidents Nord-Ouest-Sud-Est

---

(1) *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 696.

(2) *Bull. Carte géol. de la France*, n° 201, 41, 1939, p. 103-105.

crèvent simplement le manteau des sédiments crétacés qu'ils relèvent au Nord, et *sous lesquels* ils s'enfoncent au Sud.

Les travaux souterrains d'anciennes concessions de lignites campaniens dans la vallée de Vède (Étienne-Tapan-Daurengue), comme dans celle du Cauron, près Nans (Bastide Blanche), confirment cette disposition. Les exploitations ont été arrêtées en profondeur dans le Crétacé par une *zone de broyage* jurassique à la verticale.

En résumé, les chaînons de Roqueforcade-Nans, de Bassan-Liquette et des Étienne-Encauron, ne sont pas des lambeaux jurassiques appartenant au flanc normal du pli couché de la Sainte-Baume, et charriés sur 7 à 8^{km} par dessus la haute chaîne. Ils sont *enracinés in situ*, en bordure de zones crétacées, le plus souvent effondrées. Le Maestrichtien est transgressif jusque sur le Trias (Châteauneuf).

Après une préparation plus ou moins accentuée depuis le Barrémien, nous reconnaissons avec G. Denizot (³), *une phase essentielle de plissement post-campanienne*. Elle a créé de vrais anticlinaux, arasés ensuite, avec, déjà, des mouvements diapirs du Trias. Ces érosions maestrichtiennes ont constitué une région hétérogène, circonstance déterminante de la grande variété des effets de la phase principale pyrénéo-provençale. Par contre, les phases alpines ultérieures n'ont laissé en Basse-Provence que des traces peu importantes; c'est aussi l'interprétation de A.-F. de Lapparent pour des régions beaucoup plus septentrionales (⁴).

PALÉOBOTANIQUE. — *Analyse pollinique de tourbières hypno-caricières de Savoie et de Haute-Savoie*. Note (*) de Mlle **JEANNE BECKER**, transmise par M. Maurice Gignoux.

Un certain nombre de tourbières des départements de Savoie et de Haute-Savoie ont été prospectées en 1942 et 1943 par les soins du Comité d'Organisation de l'Industrie des Combustibles Minéraux solides (Section Tourbe). M. G. Dubois m'a confié l'analyse pollinique des échantillons provenant des sondages, conservés au Laboratoire de Géologie et de Paléontologie de Strasbourg.

Je suis en mesure de communiquer les résultats de l'étude palynologique des tourbières suivantes :

Savoie (région Sud-Ouest). — Les Marais, vers le Lac (271^m), à Sainte-Hélène-du-Lac (Feuille 1/80000, 169 *bis* Albertville); Marais de Villaroux (271^m), aux Mollettes (Feuille 1/80000, 179 Saint-Jean-de-Maurienne); Le

(³) *Comptes rendus*, **201**, 1935, p. 90.

(⁴) *Bull. Carte géol. de la France*, nº **198**, **40**, 1938, p. 250 et suiv.

(*) Séance du 14 février 1949.

Fondrant ou Grand-Barberaz (300^m), à Challes-les-Eaux; Les Communaux de Vars (235^m), à Chindrieux, dans une dépression à l'extrémité aval du Lac du Bourget (Feuille 1/80000, 169 Chambéry).

Haute-Savoie (région Nord-Est). — Mouille-Rousse (1100^m), à Bellevaux; Marais de Piollan (937^m), à Saint-Paul (Feuille 1/80000, 150 Thonon).

Il s'agit de tourbières basses hypno-caricières à tourbes riches en cendres. Les restes de *Carex* y sont très abondants à tous niveaux, ceux d'*Hypnum*, d'*Eriophorum* et de Fougères sont assez rares. Par contre, les spores de Fougères, en particulier celles de type *Athyrium*, ainsi que les pollens de Graminées-Cypéracées sont présents de la base au sommet et atteignent des fréquences assez élevées à plusieurs reprises dans les Marais de Villaroux et de Sainte-Hélène. Les spores et tissus de Sphaigne manquent.

La tourbière des Marais, vers le Lac, à Sainte Héléne, a fourni l'histoire forestière la plus complète dans laquelle se distinguent les phases suivantes :

1° Pin avec forts pourcentages (94,5 à 98,9 %) dans une craie lacustre de base : 8^m à 6^m,40 et dans le premier niveau de tourbe à 6^m,25;

2° Coudrier (première poussée), Pin et Chênaie mixte;

3° Chênaie mixte avec maximum du Tilleul et deuxième poussée du Coudrier;

4° Fagabiétaie : Sapin-Hêtre avec deux maxima du Hêtre intercalés entre trois poussées du Sapin. Les autres essences : Chênaie, Coudrier, Pin, Épicea ne jouent qu'un rôle effacé ne dépassant pas 10 à 15 %, à l'exception de l'Aulne qui atteint 37,5 % avant la dernière pointe du Sapin.

5° Forêt diversifiée avec Pin dominant.

Le diagramme pollinique du Marais de Villaroux est tout à fait comparable au précédent, mais les première et deuxième phases y sont absentes; par ailleurs il y a un hiatus d'observation palynologique correspondant à diverses époques de la Fagabiétaie, les pollens étant rarissimes dans plusieurs lits de vase argilo-sableuse.

L'histoire forestière des tourbières du Fondrant et des Communaux de Vars est analogue à celle qui a été mise en évidence dans le Marais de Lavours [1], c'est-à-dire que le Pin cède devant la Fagabiétaie, presque uniquement formée de Sapin qui reste prépondérant jusque près de la surface où il est dominé par le Pin.

La tourbière de Mouille-Rousse est plus récente, car dès sa base elle montre partout le Sapin dominant accompagné d'Épicea en faible pourcentage pollinique (maximum 15,8 %).

Le Marais de Piollan mérite attention parce que l'Épicea qui atteint 52,8 % entre en compétition avec le Sapin en le dominant à plusieurs reprises.

---

[1] R. PETERSCHMITT, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 562-564.

Au point de vue climatique-stratigraphique, cette histoire correspond aux périodes flandriennes classiques : boréale (phases 1 et 2), atlantique (3), subboréale et subatlantique (4), actuelle (5).

En conclusion, l'histoire forestière des tourbières étudiées est entièrement du type paléosilvatique montagnard. Elle se rapproche de celle du Marais de Lavours ([1]); en outre elle est voisine de celle qui a été mentionnée pour le Jura français ([2]), avec néanmoins un plus faible développement de l'Epicea en basse altitude. Elle ne montre pas le remplacement rapide du Sapin par l'Epicea en période protohistorique, connu dans la région de Chamonix ([3]). Elle se différencie nettement de celle des tourbières des plateaux lyonnais qui sont du type paléosilvatique de plaine ([4]), bien qu'à une altitude peu différente ou même un peu plus forte (Marais des Échets, 275^{m} environ) que la plus basse des tourbières ici envisagées (235^{m}). Ce fait paraît explicable par le voisinage montagneux de celles-ci.

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Variation diurne de la température moyenne de l'ozone atmosphérique*. Note de M. et Mme **Étienne Vassy**, présentée par M. Pierre Lejay.

Dans un travail récent ([1]), R. V. Karandikar, ayant effectué au cours des années 1945, 1946 et 1947 des mesures systématiques de l'épaisseur réduite de l'ozone atmosphérique à l'aide d'un dispositif spectrophotométrique de Dorson à Delhi (Indes) par 28° de latitude Nord, a constaté qu'au cours de la journée l'épaisseur diminuait légèrement autour de midi (heure locale) pour augmenter ensuite. Ce minimum, faible il est vrai, est parfaitement net et semble se retrouver tous les jours, plus accentué pendant l'été que pendant l'hiver.

La source utilisée était la lumière solaire directe. Les longeurs d'onde pour lesquelles sont effectuées les mesures sont 3110 et 3300 Å. Mais ces deux longueurs d'onde correspondent à des coefficients d'absorption de l'ozone très différemment affectés par la température. Si 3110 est très faiblement influencé, 3300 varie au contraire notablement, ainsi que l'un de nous l'a montré ([2]) : $(K_{-80}/K_{+20}) = 0,46$. On peut donc se demander si la diminution d'épaisseur observée par Karandikar est réelle ou s'il s'agit d'une variation de température.

([2]) F. Firtion, *Comptes rendus*, 223, 1946, p. 100-101.

([3]) G. Dubois et Mme C. Dubois, *Rev. Sc. Nat. Auvergne*, (N. S.), 6, 1940, p. 53-80.

([4]) J. Gourc, *Études Rhodaniennes* (*Rev. Géogr. région.*, 12, 1936, p. 68-81); G. Mazenot et J. Gourc, *Ibid.*, 15, 1939, p. 145-160.

([1]) *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 28, 1948, p. 63; Ramanathan, Assemblée U. G. G. I., Oslo, 1946.

([2]) E. Vassy, *Ann. Phys.*, 8, 1937, p. 697.

En effet, pour la clarté du raisonnement, supposons que le calcul de l'épaisseur d'ozone x a été fait suivant la formule simplifiée donné par Bobson :

$$x = \frac{\log\frac{I_0}{I'_0} - \log\frac{I}{I'}}{(\alpha - \alpha')\mu} - 0{,}085.$$

I et I′ sont les intensités reçues pour les longeurs d'onde 3110 et 3300 Å respectivement, I_0 et I'_0 les quantités correspondantes en dehors de l'atmosphère, μ le rapport de la longueur du parcours dans l'ozone pour la distance zénithale considérée à la longueur du parcours suivant la verticale (μ est très voisin de la *masse d'air* pour les distances zénitales faibles et moyennes), α et α' sont les coefficients d'absorption de l'ozone pour 3110 et 3300 Å. Donc $\log I_0/I'_0$ est une constante égale à 3,020 pour Delhi, et, comme on néglige l'influence de la température, on prend pour $\alpha - \alpha'$ une valeur également constante, 1,17 correspondant à une température de + 20°C.

Si la température moyenne de l'ozone était 20°C., la formule donnerait une valeur correcte. Si la température est inférieure, α' diminue, $\alpha - \alpha'$ devient plus grand que 1,17; on emploie donc dans la formule une quantité $\alpha - \alpha'$ trop petite, et la valeur x obtenue est trop grande; l'erreur est bien entendu d'autant plus grande que la température est plus basse.

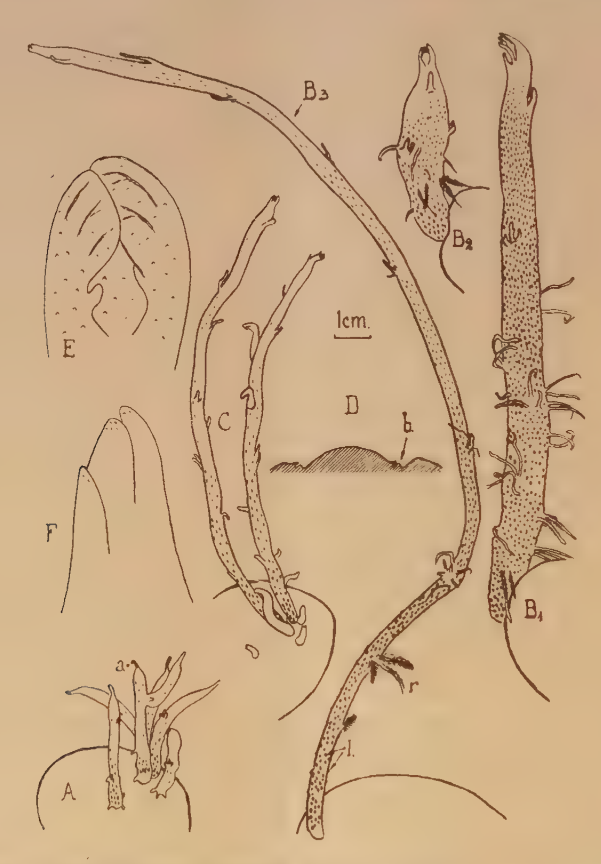
Nous pouvons aussi raisonner sur les absorptions, c'est-à-dire sur les intensités I et I′ reçues. Une mesure (par exemple celle de midi) a donné une épaisseur x. Supposons que l'épaisseur réelle d'ozone et la quantité μ restent constantes, mais que la température diminue. Comme le coefficient d'absorption pour 3300 diminue, l'intensité reçue I′ augmente, et le terme $-\log I/I'$ augmente également. On en déduira donc une quantité x_1 plus grande que x. Donc une diminution de température correspond à une augmentation de l'épaisseur calculée, et inversement. L'effet observé par Karandikar est donc dans le sens d'une élévation de température au milieu de la journée.

Mais nous avons montré ([3]) que les épaisseurs d'ozone dépendent de la température de la stratosphère, laquelle intervient dans la constante d'équilibre photo-chimique. Une élévation de température doit donc entraîner un déplacement de l'équilibre dans le sens d'une diminution réelle d'épaisseur. Les deux effets doivent se superposer, et il n'est pas possible, avec les données actuellement publiées, de calculer l'élévation de température de la stratosphère. Il sera possible d'en faire la discrimination en utilisant séparément les longueurs d'onde non affectées par la température pour avoir l'épaisseur réduite, et les longueurs d'onde subissant son influence pour déterminer le réchauffement diurne.

([3]) *Jour. Phys.*, **2**, 1941, p. 81.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence de la composition de l'atmosphère ambiante sur le développement des bourgeons des tubercules de Pomme de terre.* Note de MM. **Roger Ulrich** et **Pierre Ildis**, présentée par M. Raoul Combes.

Nous avons étudié le comportement de tubercules de Pomme de terre de variété Bintje à $+15°$, à l'obscurité, dans diverses atmosphères. Ces tubercules, de taille moyenne, provenaient du jardin du laboratoire, à Meudon, où ils avaient été récoltés le 14 septembre. Après répartition en lots de 3^{kg} placés sur de petites claies, les tubercules ont pris place dans des cellules hermétiquement closes. L'atmosphère de ces enceintes a été renouvelée deux fois par



A, tubercule de la série A, *a* pointe noire altérée; B_1, B_2, B_3, types de tiges du lot B, les deux premiers trapus, le troisième long et grêle; *l*, lenticelles; C, tiges du lot C; D, coupe normale à la surface d'un tubercule du lot D montrant les bourgeons rudimentaires (*b*); E et F, bourgeons terminaux très grossis des lots C (E) et A (F). L'échelle (1 cm) ne s'applique pas aux dessins D, E, F.

semaine à partir du 17 septembre, pendant toute la durée des essais, de manière à maintenir les concentrations au voisinage de 21 % *d'oxygène*, 0 % *de gaz carbonique*, 79 % *d'azote pour le lot* A (air), 10 % *d'oxygène*, 10 % *de*

gaz carbonique, 80 % *d'azote pour le lot* B, 5 % *d'oxygène,* 10 % *de gaz carbonique et* 85 % *d'azote pour le lot* C, 17 % *d'oxygène,* 20 % *de gaz carbonique et* 63 % *d'azote pour le lot* D (air chargé de 20 % de gaz carbonique).

Dès le 22 octobre, des différences de comportement très sensibles ont pu être notées. Elles se sont accentuées dans la suite, et, le 21 décembre, nous avons fait les observations condensées dans la figure ci-dessus et le tableau ci-après.

	A (air).	B (10-10).	C (5-10).	D (20 %).
Longueur des tiges............	0 à 65 mm	0 à 340 mm	0 à 270 mm	0
Diamètre à mi-hauteur.......	0 à 6	0 à 13	0 à 8	0
Nombre de tiges par tubercule.	1 à 10 (3) ([1])	0 à 7 (1)	1 à 7 (2)	0
Bourgeon terminal..........	peu différencié	plus différencié		néant
Développement des bourgeons axillaires..................	nul	sensible		néant
Racines adventives...........	nulles ou rudimentaires	souvent développées	nulles	néant

On observe donc une énergique stimulation de l'allongement des tiges dans l'atmosphère B, *une stimulation moindre dans l'atmosphère* C *et une inhibition totale dans le milieu* D. La comparaison des lots B et C montre que l'oxygène influence la croissance tout comme le gaz carbonique. Ces résultats complètent ceux qui ont été antérieurement publiés par Kidd ([2]) et par Molliard ([3]).

L'étude des pousses développées dans le mélange B montre que celui-ci peut aussi bien stimuler la croissance en longueur (allongement et multiplication cellulaires) que l'accroissement en diamètre (grande activité du cambium et du phellogène, bois secondaire épais, divisions cellulaires dans l'écorce profonde, particulièrement dans le cas des germes fusiformes). Toutefois, l'allongement des cellules est faible tout au moins en ce qui concerne l'écorce profonde prise comme référence; les tiges des milieux B et C doivent leur grande taille beaucoup plus à un accroissement du nombre des cellules qu'à un simple allongement de ces dernières. Les entre-nœuds sont d'ailleurs beaucoup plus nombreux dans les séries B et C que dans la série A. Lorsque les germes sont très volumineux, ils sont peu nombreux (série B). Lorsque la concentration de l'oxygène est faible (série C) l'activité du cambium est sensiblement moindre que dans l'air.

Un certain nombre de tubercules du lot D ont été transportés le 21 janvier de la cellule étanche à l'air libre, à + 15°; après 25 jours de ce nouveau régime aucun bourgeon ne manifestait la moindre tendance à se développer. Signalons

---

([1]) Les nombres indiqués entre parenthèses correspondent aux plus fortes fréquences relevées sur les polygones de variation.

([2]) *New Phytol.*, 18, 1919, p. 248-252.

([3]) *C. R. Soc. Biol.*, **119**, 1935, p. 347-349.

enfin que la saveur de ces tubercules était altérée et peu agréable, ce qui exclut toute possibilité d'utilisation pratique de l'atmosphère étudiée en vue de la conservation des pommes de terre.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Gentianacées. Développement de l'embryon chez le* Gentiana asclepiadea *L.* Note (*) de M. **Pierre Crété**, présentée par M. René Souèges.

Doit-on considérer comme des Gentianacées les genres aquatiques parmi lesquels on compte les Ményanthes? La controverse est toujours ouverte. Il faut remonter à 1838, semble-t-il, pour les trouver groupés dans une famille distincte des Gentianacées, les Ményanthacées ([1]); dans les temps modernes, de nombreux arguments sont venus étayer cette manière de voir qui est, par exemple, celle de R. von Wettstein ([2]). Les différences primordiales entre le groupe des Ményanthes et le groupe des Gentianes sont, en effet, surtout d'ordre anatomique : les Gentianacées possèdent des îlots de tissu criblé intraligneux et périmédullaire qui font défaut chez les Ményanthacées ([3]); aux dépens du tégument interne des ovules des Ményanthacées se différencie une assise nourricière dont les Gentianacées sont dépourvues ([4]); le développement du sac pollinique ([5]) et les caractères de l'anatomie florale ([6]) diffèrent fondamentalement dans les deux familles. A ces arguments vient s'ajouter un élément nouveau, qui devrait mettre fin à la controverse : l'embryon du *Gentiana asclepiadea* appartient à un type embryonomique totalement différent de celui que R. Souèges a défini pour le *Menyanthes trifoliata* L ([7]).

Le développement du sporophyte s'effectue en totalité aux dépens de la cellule apicale du proembryon bicellulaire; la cellule basale ne fournit qu'un nombre très limité d'éléments qui entrent dans la constitution de la partie inférieure du suspenseur. A partir de la cellule apicale, il s'édifie successivement un embryon à deux cellules réparties en deux étages (*fig.* 2 et 3), puis à quatre cellules réparties en quatre étages *ce*, *cf*, *m* et *ci*. Chacune des cellules se segmente verticalement, puis les quatre dyades se divisent par de nouvelles parois méridiennes. Ainsi sont produits les proembryons à huit, puis à seize éléments disposés en quatre étages (*fig.* 6 et 8). L'étage *ce* donne naissance à la partie cotylée. Dans l'étage *cf*, après séparation du dermatogène (*fig.* 9), les quatre cellules

---

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) C. Don, *General history of dichlamydeous plants*, 4e vol., Londres, 1838.

([2]) *Handb. der system. Botanik*, 2e vol., Leipzig, 1935.

([3]) E. Perrot, *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 4, 1897, p. 340 et *Ann. Sc. nat. Bot.*, 8e série, 7, 1899, p. 104.

([4]) P. Guérin, *J. de Bot.*, 18, 1904, p. 33, 37 et 83.

([5]) P. Guérin, *Bull. Soc. Bot. Fr.*, 73, 1926, p. 5.

([6]) A. A. Lindsey, *Amer. Journ. of Bot.*, 25, 1938, p. 480.

([7]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 488.

circumaxiales se cloisonnent transversalement en éléments superposés. Les éléments du bas sont les initiales de l'écorce au sommet radiculaire; les éléments du haut, par cloisons verticales, donnent une cellule mère de périblème et une cellule mère de plérome (*fig.* 10 à 13). L'étage *m* se divise transversalement en deux nouveaux étages (*fig.* 11); l'étage supérieur fournit les parties latérales de la coiffe; l'étage inférieur, avec les éléments issus de l'étage *ci*, contribue à former la partie supérieure du suspenseur (*fig.* 14 à 18).

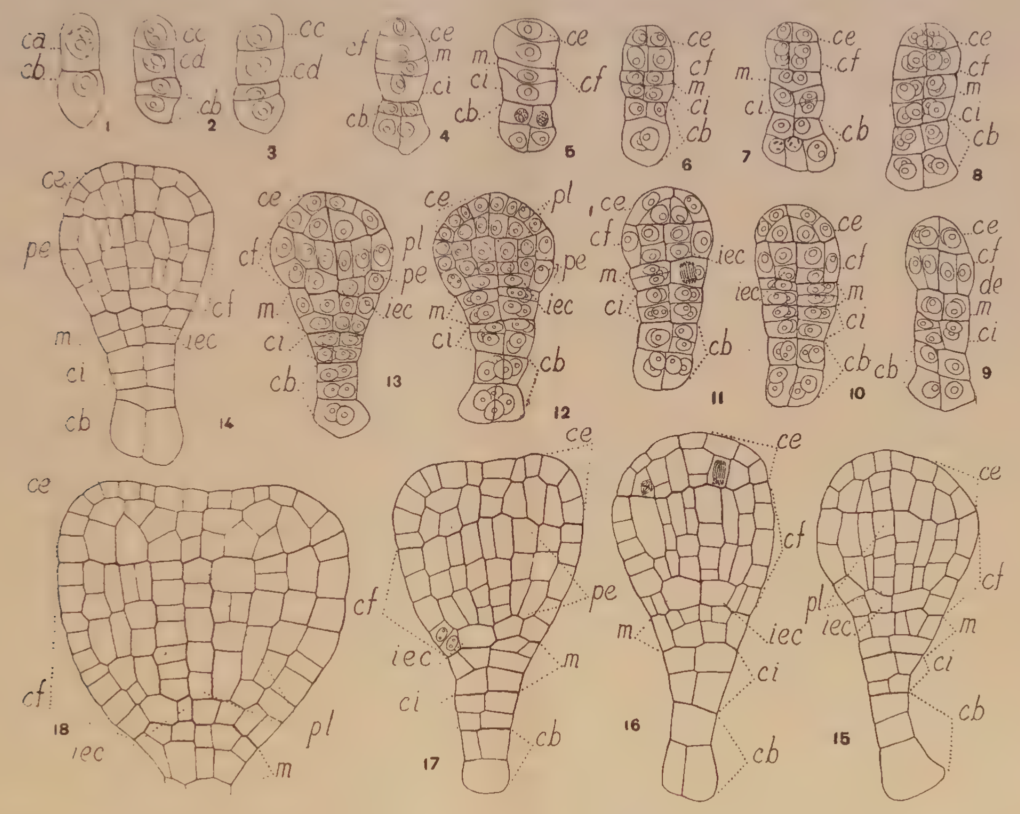


Fig. 1 à 18. — *Gentiana asclepiadea* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc* et *cd*, cellules-filles de *ca*; *ce* et *cf*, cellules-filles de *cc* ou les deux éléments supérieurs de la tétrade seconde; *m* et *ci*, cellules-filles de *cd* ou les deux éléments inférieurs de la tétrade seconde; *de*, dermatogène; *pe*, périblèmes *pl*, plérome; *iec*, initiales de l'écorce de la racine. Dans des publications analogues de R. Souèges et de moi-même, les deux étages *ce* et *cf* ont été désignés par les lettres *l* et *l'*. G. = 280.

Le développement de l'embryon du *G. asclepiadea* appartient à la deuxième période de la classification embryogénique. Avec les *Armeria*, il se rattache au mégarchétype V dans la série C', sous-série *a'*. Ce résultat est de nature à surprendre : parmi les Gamopétales étudiées jusqu'ici, on retrouve seulement ce type dans la famille des Plombagacées dont les affinités sont obscures. Les Contortées constituent bien, en tout cas, un groupement de familles d'origine différente, comme le prévoyait K. Schnarf [8]. Il n'existe apparemment aucun

---

[8] *Vergl. Embryologie der Angiospermen*, Berlin, 1931, p. 202.

rapport embryonomique entre les Asclépiadiacées, les Loganiacées et les Gentianacées. Bien plus, il est évident que l'on a les plus sérieuses raisons de ne pas considérer les Ményanthacées comme des Gentianacées. L'embryon du *Menyanthes trifoliata* appartient, dans la première période, au type embryonomique du *Senecio vulgaris*; l'embryon du *G. asclepiadea* se rattache, dans la seconde période, au type embryonomique de l'*Armeria plantaginea*. Les Ményanthacées ne présentent incontestablement, avec les Gentianacées aucune affinité d'ordre embryologique.

BOTANIQUE. — *Sur la phyllotaxie des grappes et des vrilles de la Vigne* (Vitis vinifera *L.*). Note (*) de M. **François Bugnon**, présentée par M. Auguste Chevalier.

L'homologie des grappes et des vrilles de la Vigne n'est guère contestée; mais leur interprétation commune a donné lieu à diverses théories, qui peuvent être ramenées à trois principales d'après la signification accordée au sarment :

1° Le sarment représente, sur toute sa longueur, un seul axe, d'ordre N, un *monopode*, qui donne naissance sur ses flancs à des rameaux d'ordre N + 1 : les grappes et les vrilles seraient de tels rameaux, au même titre que les rameaux feuillés (bourgeons anticipés) qui résultent du développement des bourgeons axillaires; elles s'en distingueraient surtout par leur position en apparence oppositifoliée, extra-axillaire. C'est la théorie *monopodiale*.

2° Le sarment est constitué par une succession, en *sympode*, de segments correspondant à des axes d'ordre de plus en plus élevé; chaque grappe ou vrille serait le sommet d'un de ces segments, sommet déjeté latéralement par un rameau usurpateur, issu d'un bourgeon axillaire de la feuille opposée à la grappe ou à la vrille. C'est la théorie *sympodiale*.

3° Le sarment est encore constitué par une succession de segments, mais dont chacun résulte d'une bifurcation ou *dichotomie* du segment précédent; l'autre branche de la bifurcation, plus faible et déjetée latéralement est une grappe ou une vrille. C'est la théorie *dichopodiale*.

Ces théories ont toutes été émises avant 1878, date à laquelle Eichler a pu en faire un exposé d'ensemble demeuré valable, les discuter en détail et se prononcer en faveur de la théorie sympodiale; il a été généralement suivi; le schéma du sarment et le diagramme du bourgeon axillaire qu'il a proposés à l'appui de son argumentation ([1]) se retrouvent dans la plupart des ouvrages classiques. Dans les nombreuses controverses auxquelles ces théories ont donné lieu, les faits qui se rapportent à la phyllotaxie du sarment et de ses rameaux ont joué un rôle de premier plan. L'étude que nous en avons entreprise, notamment sur coupes en série au microtome dans des bourgeons terminaux de sarments, prélevés au début de leur développement ou au cours de leur évolution, nous a permis de constater que deux faits importants de cet ordre avaient été

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) *Blüthendiagramme*, 2, p. 375; figure 151, p. 376 et figure 152, p. 379.

insuffisamment ou mal observés; ce sont : 1° l'organisation dorsiventrale du sarment; 2° la disposition phyllotaxique propre aux grappes et aux vrilles. Les diagrammes fournis par les auteurs antérieurs les ont laissés dans l'ombre. Nous

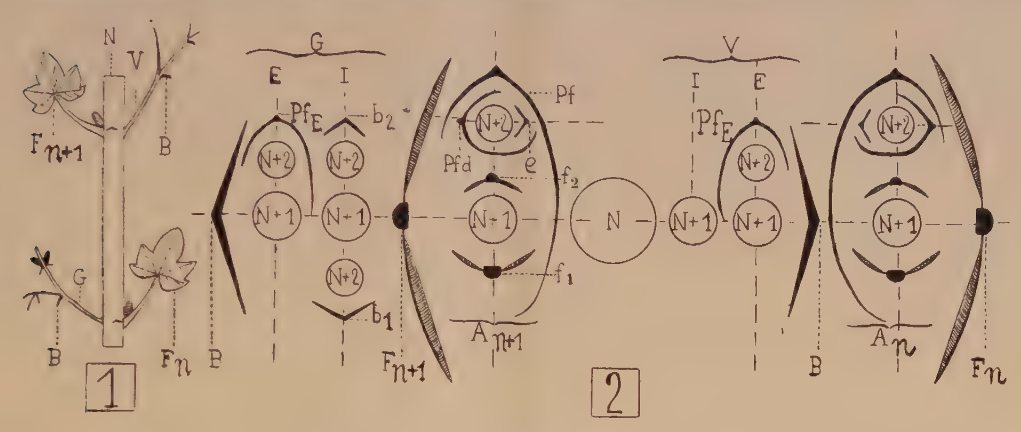


Fig. 1 et 2. — Schéma et diagramme d'une portion de sarment de Vigne dont les axes d'ordres successifs sont désignés par N, N + 1, N + 2. Les feuilles du sarment sont alternes-distiques; il en est de même de celles des rameaux latéraux ordinaires dé divers ordres que le sarment peut porter. Le plan phyllotaxique commun des feuilles d'un rameau latéral ordinaire croise, à angle droit ou plus ou moins obliquement, le plan phyllotaxique du rameau qui porte le premier. La première feuille d'un rameau ordinaire est une préfeuille dissymétrique qui reste insérée à l'extrême base du rameau, dans l'aisselle où elle est apparue. Le bourgeon d'ordre N + 1 par rapport au sarment, d'ordre N, évolue rapidement (bourgeon anticipé); sa préfeuille devient elle-même très vite axillante d'un bourgeon, d'ordre N + 2, qui reste d'habitude dormant jusqu'à l'année suivante, au cours de laquelle il donne un nouveau sarment. Par suite du croisement des plans phyllotaxiques des rameaux successifs, le plan phyllotaxique du bourgeon dormant est parallèle à celui du sarment. La trace des divers plans phyllotaxiques est représentée en traits interrompus.

La portion considérée comporte : 1° un nœud inférieur, avec une feuille végétative F_n, son bourgeon axillaire A_n et une grappe opposée G dont on n'a figuré que la région inférieure; 2° le nœud superposé, avec une feuille végétative F_{n+1}, alterne-distique avec F_n, son bourgeon axillaire A_{n+1} et une vrille opposée V comportant deux bifurcations apparentes successives. Pour les deux bourgeons axillaires on a représenté : 1° les trois premières feuilles de l'axe N + 1 (bourgeon anticipé), sa préfeuille Pf et les deux premières feuilles végétatives f_1 et f_2; 2° le bourgeon axillaire de chaque préfeuille (axe N + 2, bourgeon dormant), avec la préfeuille Pfd et la première feuille-écaille e. La dorsiventralité du sarment N se traduit notamment par le fait que la nervure principale des préfeuilles Pf et les bourgeons dormants se trouvent d'un même côté du plan phyllotaxiqne du sarment. La grappe et la vrille ont chacune deux premiers bras, l'un interne I, l'autre externe E, qui se séparent au niveau d'insertion de la première bractée B et qui se trouvent, comme la première bractée, dans le plan phyllotaxique du sarment N. Dans la vrille, le bras interne reste d'habitude simple et sans appendice foliaire apparent; le bras externe porte souvent, à quelque distance de la bractée B, une préfeuille Pf_E, axillante d'un rameau d'ordre N + 2 (deuxième bifurcation apparente de la vrille). Dans la grappe, le bras externe se comporte souvent comme dans la vrille; le bras interne porte, dans un plan phyllotaxique qui croise celui du sarment N, deux bractées, b_1 et b_2, presque opposées, axillantes chacune d'un rameau florifère d'ordre N + 2; la première se trouve à l'opposé des préfeuilles par rapport au plan phyllotaxique du sarment.

avons établi le diagramme ci-dessus pour les mettre en relief ; leur considération nous permettra, non seulement d'écarter les théories sympodiale et dichopodiale, mais encore de proposer, dans le cadre de la théorie monopodiale, une interprétation nouvelle, qui évite les objections adressées jusqu'ici à cette théorie; nous en ferons le sujet d'une prochaine Note.

PHYSIOLOGIE. — *L'hypophyse du Saumon* (Salmo salar *L.*) *à diverses étapes de sa migration.* Note (*) de M. **Maurice Fontaine** et Mlle **Madeleine Olivereau**, présentée par M. Louis Fage.

Le rôle des glandes endocrines dans les migrations des Vertébrés a été assez souvent envisagé pour que nous ayons jugé intéressant d'étudier l'hypophyse du Saumon de l'Adour au cours de son cycle de migration et aux stades de sa vie sédentaire qui nous ont été accessibles. Rappelons d'abord que l'hypophyse de Saumon se compose d'un lobe principal formé de follicules, d'un lobe moyen ou de transition ou Uebergangsteil, du lobe intermédiaire qui est topographiquement le plus important et dont les ramifications sont intimement intriquées dans celles du lobe nerveux. Ces diverses parties feront l'objet de descriptions dans un mémoire d'ensemble et nous n'apportons ici que quelques conclusions relatives à l'étude du lobe de transition, qui d'après les phénomènes cytologiques s'y déroulant, semble l'homologue du lobe antérieur des Vertébrés supérieurs. On y retrouve les divers types cellulaires décrits dans celui-ci : petites acidophiles, volumineuses basophiles granuleuses et situées, chez le Saumon, à la périphérie des massifs cellulaires, grosses basophiles à cytoplasme homogène, souvent vitreux et vacuolisé, essentiellement réparties au centre de ces mêmes massifs, enfin chromophobes de tailles variables. Les hypophyses furent prélevées sur des Saumons aux divers stades suivants : parr ou jeune Saumon sédentaire en eau douce, smolt ou jeune Saumon de descente vers la mer, Saumon adulte au début de la montée dans les fleuves, puis au moment de la reproduction sur les frayères.

Les jeunes Saumons, parrs et smolts, se distinguent nettement des Saumons adultes par un pourcentage supérieur des acidophiles, qui peut dépasser 70 %, alors que nous l'avons toujours trouvé jusqu'ici inférieur ou au plus égal à 60 % chez l'adulte; par un taux inférieur des basophiles qui peut tomber jusqu'à 0,5 % chez le smolt, alors qu'il ne descend pas au-dessous de 9 % chez l'adulte. Ces observations sont en accord avec les notions les plus généralement admises d'une fonction somatotrope de la cellule acidophile et d'une sécrétion gonadotrope (F. S. H.) de la cellule basophile. En effet, le Saumon adulte est ici capturé lors de la maturation des organes génitaux, ou à la fin de cette maturation (taux élevé de basophiles à cytoplasme vitreux et vacuolisé) tandis que le jeune Saumon est en pleine phase de croissance (taux élevé d'acidophiles). Il faut toutefois remarquer que la grande majorité des parrs capturés en janvier sur les frayères est constituée par des individus sexuellement mûrs, émettant un sperme doué de pouvoir fécondant, et cependant ces individus ne présentent pas un pourcentage de basophiles supérieur à celui des mâles capturés à l'état

(*) Séance du 21 février 1949.

de repos sexuel. Ces basophiles sont des deux sortes précédemment mentionnées, mais il y a cependant prédominance de volumineuses cyanophiles à cytoplasme hyalin dont la vacuolisation se poursuit et semble être en relation avec la libération d'hormone gonadotrope.

C'est par une diminution importante de sa basophilie que le smolt se distingue du parr. La transformation du parr en smolt correspond à une phase d'accélération de croissance; il est donc normal que l'activité gonadostimulante se trouve réduite au bénéfice de l'activité somatotrope. Mais chez les Mammifères les basophiles sont aussi considérées comme les cellules élaborant l'hormone thyréotrope; or, la thyroïde du smolt représente histologiquement l'état d'activité maximum de cette glande chez le Saumon (¹). Il y a là un point qui ne peut être que mentionné ici, mais qui sera discuté ultérieurement et notamment confronté avec les données biochimiques obtenues par ailleurs sur la teneur en hormone thyroïdienne du milieu intérieur à ces deux stades. Quoi qu'il en soit, la chute du pourcentage des basophiles lors de la smoltification doit être soulignée, car elle peut être en relation avec le comportement si particulier du smolt qui entraîne son avalaison. Quant au Saumon frais de montée, il est caractérisé par une baisse des acidophiles (sa croissance est en effet terminée) et par un maximum de basophiles (jusqu'à 25 %) presque exclusivement localisées à la périphérie des massifs cellulaires. Ce maximum s'explique aisément par le fait que l'hypophyse doit produire bientôt les hormones nécessaires à la maturation des organes génitaux, mais il est très possible aussi que cette basophilie corresponde à une production importante de cortico-stimuline et de thyréostimuline (²) à un moment où la montée à contre-courant implique d'importantes dépenses métaboliques. Nous observons alors dans ce lobe un minimum de chromophobes et il semble que son activité fonctionnelle soit maximum à ce stade, ou tout au moins qu'il y ait élaboration maximum d'hormone sans qu'elle soit totalement et immédiatement suivie d'excrétion.

Enfin, au moment du frai, se manifeste une diminution plus ou moins accusée (³) des basophiles (la maturation des organes génitaux est alors terminée). Ces basophiles qui subsistent encore sont presque exclusivement localisées au centre des cordons de l'Uebergangsteil et subissent une vacuolisation importante. La remontée du taux des chromophobes observée le plus souvent provient vraisemblablement du retour à cet état des basophiles et acidophiles épuisées.

(¹) M. FONTAINE et M. OLIVEREAU, *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1660.

(²) La thyroïde est à ce moment active et la teneur en hormone thyroïdienne du milieu intérieur est alors maximum (FONTAINE, LACHIVER, LELOUP et OLIVEREAU, *J. Physiol.*, 40, 1948, p. 182.

(³) Il semble exister des différences selon les classes annuelles, différences qui ne pourront cependant être affirmées qu'après des recherches plus longtemps poursuivies.

En résumé, l'étude du lobe de transition de l'hypophyse nous révèle des modifications cytologiques qui, dans l'ensemble, rendent compte d'une façon satisfaisante de l'évolution du Saumon au cours de son développement somatique et génital et de ses migrations. Un point spécial retiendra toutefois notre attention : la chute des basophiles chez le smolt à une période particulièrement critique caractérisée par une baisse du coefficient de condition et un comportement au cours de l'avalaison dont le déterminisme reste encore d'interprétation très difficile.

CYTOLOGIE. — *Le caryotype de* Drosophila spinofemora. Note (*) de M. **Jean Le Calvez** et Mlle **Philomène Certain**, présentée par M. Louis Fage.

Drosophila spinofemora, espèce exclusivement hawaïenne, resta longtemps confondue avec *Drosophila immigrans*. Elle ne fut identifiée que récemment ([1]); sa garniture chromosomique n'a été que brièvement décrite ([2]) comme se composant d'une paire de microchromosomes, d'une paire de V et de deux paires de bâtonnets. L'analyse des prométaphases neuroblastiques de cette espèce nous a permis de préciser certaines structures chromosomiales et surtout d'en comparer le caryotype avec celui de *Drosophila immigrans* décrit ici même par l'un de nous ([3]).

1° *Détermination des chromosomes sexuels.* — La comparaison des métaphases mâles et femelles (*fig.* 1, 2) permet de situer le complexe sexuel dans l'une des deux paires de *bâtonnets*. Alors que le X est strictement acrocentrique, le Y est en forme de J : le petit bras constitué par un élément sphériqne et le grand par deux secteurs successifs, le distal double du proximal, séparés par un connectif d'autant plus long que la prophase est plus précoce.

2° *Répartition de l'euchromatine et de l'hétérochromatine.* — Le chromosome Y est naturellement hétérochromatique dans sa totalité. Le X (élément A) l'est dans sa partie proximale et la région euchromatique distale sensiblement de même taille en métaphase est réunie à la précédente par un connectif prophasique assez long (*fig.* 3). La grande paire acrocentrique (éléments B) se montre totalement euchromatique; les deux chromatides constitutives de chaque homologue sont précocement et largement éloignées l'une de l'autre; en même temps que distinctement chromomériques. Les deux bras concourant à la formation des homologues de la paire en V (éléments C-D) ne sont pas identiques. Tous deux débutent par une région hétérochromatique proximale, l'une longue du double de l'autre. Ces deux bases hétérochromatiques proximales sont séparées par un intervalle centromérien très visible. La plus

---

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) J. T. Patterson and M. R. Wheeler, *Univ. Texas Publ.*, **4213**, 1942, p. 66-109.

([2]) L. T. Wharton, *Univ. Texas Publ.*, **4313**, 1943, p. 282-319.

([3]) J. Le Calvez, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 2004-2006.

longue est suivie, avec solution de continuité, d'une région euchromatique distale tandis que la plus courte est prolongée de la même manière par deux segments euchromatiques séparés l'un de l'autre. La paire de microchromosomes (éléments E) semble entièrement euchromatique.



Drosophila spinofemora. — 1, métaphase neuroblastique mâle; 2, métaphase neuroblastique femelle; 3, prométaphase neuroblastique femelle montrant l'euchromatine et l'hétérochromatine (Acéto-carmin. × 2400); 4, caryotype métaphasique schématique de *Drosophila immigrans* mâle; 5, caryotype métaphasique schématique de *Drosophila spinofemora* mâle (hétérochromatine en noir, euchromatine en blanc.)

Alors que les régions euchromatiques sont toujours clivées en prométaphase, qu'il s'agisse de chromosomes totalement ou partiellement euchromatiques, les portions hétérochromatiques ne le sont jamais.

3° *Comparaison avec le caryotype de Drosophila immigrans* (*fig.* 4 et 5). — Les deux espèces, qui montrent globalement la même architecture dans les noyaux des glandes salivaires : quatre éléments (dont un de longueur double de celle de chacun des trois autres) et un dot, manifestent cependant certaines différences dans les métaphases des noyaux mitotiques. Différences portant sur l'existence d'une paire de dots dans *D. spinofemora*, remplacée par une paire d'acrocentriques chez *D. immigrans*.

Mais les prométaphases, où régions euchromatiques et hétérochromatiques, se distinguent nettement, viennent confirmer les homologies globales et préciser les différences. Sont morphologiquement analogues dans les deux espèces : les X (éléments A) identiquement euchromatiques dans leurs parties proximales, la longue paire d'acrocentriques (éléments B) totalement euchromatiques et doubles de longueur des autres éléments dans les deux espèces, la paire en V (éléments C-D), où la répartition des secteurs euchromatiques et hétérochromatiques est strictement similaire dans l'une et l'autre espèce. Seules la paire E et l'hétérochromosome Y diffèrent donc. La première se

présente chez *D. spinofemora* comme une paire de dots typiques, tandis que chez *D. immigrans* une très longue portion hétérochromatique fait suite à chaque dot euchromatique. Les Y, tous deux en forme de J, se différencient par la position de la constriction du grand bras, submédiane chez *D. immigrans*, plus proximale chez *D. spinofemora*. Les caryotypes des deux espèces sont donc infiniment plus proches que ne le laisseraient prévoir les premières analyses cytologiques (²). Ils se distinguent globalement l'un de l'autre surtout par l'accumulation ou l'absence d'hétérochromatine distale dans la paire de microchromosomes.

On peut enfin se demander si, dans les deux espèces, le long chromosome euchromatique (élément B) représente l'association en tandem (rarement réalisée dans l'évolution des Drosophiles) des deux mêmes bras hétérologues d'une espèce hypothétique ancestrale; seule une étude génétique comparée permettra d'en décider.

ENTOMOLOGIE BIOLOGIQUE. — *Différences de sensibilité de divers stades embryonnaires de la Cheimatobie* (Operophtera brumata *L., Lépidoptère géométridé*), *à l'action du dinitrocrésylate de sodium*. Note de Mlle **Madeleine Chancogne**, MM. **Robert Gaumont** et **Pierre Grison**, présentée par M. Émile Roubaud.

Le développement embryonnaire de la Cheimatobie a une très longue durée dans la nature : l'œuf, pondu au début de novembre, éclos dans la dernière décade de mars. L'incubation peut être raccourcie à 50-55 jours, aux températures de + 15° à + 16°C., en atmosphère relativement sèche. C'est dans ces conditions que l'un de nous a suivi histologiquement le développement embryonnaire de la Cheimatobie, et que nous avons pu étudier l'action du dinitrocrésylate de sodium à quelques stades bien définis [1].

Les œufs provenaient de femelles récoltées dans la nature, fécondées et mises à pondre isolément dans des cagettes, sous abri en plein air. Les pontes se sont échelonnées du 19 au 30 novembre 1948. Chaque essai a été réalisé avec des œufs pondus à la même date, issus d'un nombre de femelles aussi restreint que possible. Les stades choisis pour les essais correspondaient aux moments suivants de l'incubation : 12e heure après la ponte; 60e heure (début du changement de couleur de l'œuf); 6e jour (fin du virage); 8e jour; 18e jour; 25e jour et enfin 34e jour (embryon visible dans l'œuf).

(¹) Mlle Dierick, *De ovicide werking van winters proemiddelen* (Thèse de Doctorat, Amsterdam, 1942.

Les œufs, groupés par lots de 50, ont été immergés pendant 30 secondes dans des solutions aqueuses de concentrations croissantes (0,06-0,125-0,25-0,5 et 1 %) de dinitrocrésylate de sodium (pH 6 environ) préparé à partir de dinitroorthocrésol purifié par double cristallisation dans l'alcool. Après le traitement, les œufs sont essorés pendant 30 secondes à la trompe à eau et placés en boîtes de Pétri à l'incubateur.

Dans ces conditions, nous avons constaté que la dose léthalemédiane (D. L. M.) (nécessaire pour tuer 50 % des œufs) croît à peu près régulièrement de la douzième heure au vingt-cinquième jour après la ponte, à l'exception d'une irrégularité qui se produit au dix-huitième jour. A ce stade, même dans les lots traités aux concentrations les plus faibles, un très petit nombre d'éclosions a été observé, tandis que 81 % des œufs ont éclos dans le lot témoin.

Voici à titre indicatif les chiffres obtenus dans l'expérience précitée :

12e heure...	D. L. M. < 0,06 %	(conc. en dinitrocrésylate de sodium.)
60e heure...	0,06 % < D. L. M. < 0,125 %	»
6e jour....	0,125 % < D. L. M. < 0,25 %	»
8e jour....	0,125 % < D. L. M. < 0,25 %	»
25e jour....	D. L. M. > 0,50 %	»

Au trente-quatrième jour, la sensibilité augmente considérablement et nous n'avons pu déterminer la D. L. M.

Nous formulons quelques réserves sur la valeur absolue de ces chiffres et sur les résultats qui pourraient être obtenus dans d'autres conditions expérimentales. Ainsi J. W. L. Beament [2] a montré le déplacement des courbes de mortalité des œufs de *Rhodnius prolixus* (Stäl), suivant l'âge de la femelle qui les avait émis.

Van de Pol P. H. et Besemer A. F. H. [3] ont obtenu des résultats semblables aux nôtres sur les œufs d'*Aphis pomi* L. avec les *carbolineums*, mais n'ont pas constaté de phénomènes comparables avec les dinitrocrésols.

En conclusion, suivant leur état de développement, les embryons de Cheimatobie semblent présenter une différence de sensibilité à l'action toxique du dinitrocrésylate de sodium, et cette sensibilité est nettement plus grande immédiatement après la ponte et avant l'éclosion qu'aux autres stades embryonnaires.

---

[2] *Bulletin of Entomological Research*, déc. 1948, p. 259-383.
[3] *Tijdschr.*, 52, 1946, p. 1-17.

GÉNÉTIQUE. — *Hérédité de la polydactylie chez le Crapaud ordinaire* (Bufo bufo). Note de M. **Jean Rostand**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai signalé l'an dernier l'existence de la polydactylie naturelle (par bifidité du premier orteil) chez le Crapaud ordinaire ([1]). Sur 7407 individus du sexe mâle, six présentaient cette anomalie aux deux pattes postérieures, et deux à une seule patte. Il m'a été possible, au cours de cet hiver, de faire reproduire deux de ces mâles anormaux, et de constater ainsi la transmission régulière de la polydactylie.

Les animaux ayant été sacrifiés, le sperme fut préparé en écrasant les testicules dans un peu d'eau légèrement salée; avec le sperme de chaque crapaud, on féconda les ovules d'une femelle normale, dont la ponte avait été provoquée par injection d'extrait hypophysaire de l'espèce ([2]).

Dans les deux pontes, le nombre des ovules fécondés fut relativement peu élevé, du fait que les mâles avaient passé huit mois au laboratoire (d'avril 1948 à novembre 1948). De l'une d'entre elles (ponte A), on obtint 298 éclosions; de l'autre (ponte B), 740. Il ne sera question ici que de la première, car la ponte B fournit des anomalies de types divers (albinisme partiel, fusion des narines, etc.), qui feront l'objet d'une prochaine Note.

Très vigoureuses et de grande taille, les larves issues de la ponte A n'accusèrent qu'une très faible mortalité, à peine 5 % dans le premier mois, et pratiquement nulle dans la suite de l'élevage.

Sur 248 larves examinées au début de la métamorphose, j'ai relevé 123 sujets à pattes postérieures normales (cinq orteils) et 125 sujets à polydactylie plus ou moins nette, par bifidité du premier orteil.

La proportion est donc nettement *mendélienne* : elle est très exactement celle qu'on pouvait attendre si le mâle utilisé était hétérozygote pour le gène de polydactylie, et si ce dernier est un gène autosomique *dominant* sur le gène normal.

Il y a de sensibles différences dans l'expression de l'anomalie : chez quelques larves, la polydactylie est limitée à un seul membre; chez d'autres, elle ne se manifeste que par une déformation du premier orteil, aplati en spatule un peu bilobée.

Avec une habitude suffisante, on peut reconnaître la polydactylie assez précocement, rien qu'à l'aspect du bourgeon digital, plus court et comme tronqué.

([1]) J. Rostand, *Comptes rendus*, **226**, 1948, p. 1224-1225.

([2]) Les mâles polydactyles provenaient du Jura; les femelles normales, de Perpignan.

Parmi les larves anormales, il s'en trouve une qui offre une conformation tout à fait extraordinaire : d'un côté, elle porte *deux pattes* bien formées, dont l'une est normale et dont l'autre se termine *par un double pied*; de l'autre côté, elle porte une patte *à double pied*; soit, en tout, *cinq pieds complets* ([3]).

Il est permis de penser que cette *polymélie* constitue une expression particulièrement forte de la polydactylie ([4]); peut-être est-elle en rapport avec une intervention plus précoce du gène, et, en ce cas, peut-être obtiendrait-on fréquemment la polymélie en retardant artificiellement le développement des larves porteuses du gène anormal. Inversement, l'on empêcherait peut-être la polydactylie de se manifester en accélérant le développement (au moyen de produits thyroïdiens, par exemple). Pour ce qui est de l'accélération du développement, j'ai fait quelques essais dont les résultats paraissent favorables à cette façon de voir, mais ils sont encore trop incomplets pour autoriser une conclusion. De toute manière, nous estimons que la polydactylie du Crapaud fournit un matériel de choix pour l'étude physiologique de l'anomalie, et cela non seulement en raison de la facilité avec laquelle on peut obtenir un nombre illimité de sujets anormaux, mais encore à cause du mode de développement de l'animal qui se prête si favorablement à l'intervention expérimentale.

BIOCHIMIE. — *La décoloration d'*Euglena gracilis *par la streptomycine.* Note de MM. **André Lwoff** et **Pierre Schaeffer**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Des cultures d'*Euglena gracilis* additionnées de streptomycine perdent leur chlorophylle à la lumière et restent incapables de verdir en l'absence de l'antibiotique ([1]), ([2]). Nous avons envisagé l'hypothèse que la streptomycine agirait en vertu d'une analogie de structure avec un précurseur de la chlorophylle et que la lésion ou la disparition des plastes pourrait être, en partie au moins, l'effet de la fixation de la streptomycine sur un enzyme plastéen([2]). Il convenait d'examiner le problème du mécanisme de la décoloration des flagellés et d'essayer de savoir si la streptomycine empêchait la synthèse de la chlorophylle.

([3]) Des précisions seront fournies ultérieurement sur cet animal curieux.

([4]) Chez *Ambystoma*, la polydactylie s'accompagne quelquefois de polymélie. D'après Bishop, elle serait, très vraisemblablement, de nature génétique, mais il n'a pu en donner la preuve, n'ayant pas réussi à faire reproduire ses exemplaires anormaux (*Journal of Heredity*, octobre 1947).

([1]) L. Provasoli, S. H. Hutner et A. Schatz, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 69, 1948, p. 279-282.

([2]) A. Lwoff et P. Schaeffer, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 511-513.

Si l'on ensemence une souche verte d'*E. gracilis* dans le milieu suivant : peptone 5^g, KCl 1^g, SO_4Mg $0^g,1$, éthanol 2^{cm^3}, eau bidistillée 1000, NaOH pour pH 6,8, et que l'on repique la culture à l'obscurité, à 20°, on constate, après deux mois, à l'examen direct à l'œil nu, que les cultures sont blanches. La souche décolorée est alors ensemencée soit dans un milieu témoin sans antibiotique, soit en présence de 500 et 1000 U de streptomycine par centimètre cube, et maintenue à 20° à l'obscurité. Tous les jours, V gouttes de culture sont prélevées et mises à part, telles quelles, dans un tube (série S); une goutte est ensemencée dans 5^{cm^3} de milieu non additionné de streptomycine (série O); les deux séries S et O sont laissées à la lumière. Les témoins sans streptomycine verdissent en 24 à 48 heures (série S) et font souche de flagellés verts (série O).

Les cultures avec streptomycine conservent également la propriété de verdir durant les 5 premiers jours de contact avec l'antibiotique, et ceci dans les deux séries S et O. Par contre, après 6 jours à l'obscurité en présence de streptomycine, il n'y a plus de verdissement, ni dans les tubes des séries S et O ni au cours des repiquages ultérieurs de la série O, c'est-à-dire en l'absence de streptomycine.

Si l'on veut bien se souvenir que les flagellés peuvent être décolorés par la streptomycine à la lumière, le verdissement de cultures ayant passé 5 jours à l'obscurité en contact avec l'antibiotique et maintenues en sa présence à la lumière peut sembler paradoxal. Mais le blanchiment par la streptomycine à la lumière en milieu peptoné est parfois lent; un pâlissement n'est souvent apparent qu'après 10 à 20 jours dans les conditions de nos expériences. Il peut même arriver que des flagellés s'étant développés à la lumière en présence de 2000 U de streptomycine par centimètre cube présentent une teinte verte normale et possèdent le nombre de plastes réglementaire. Ces cultures se décolorent cependant toujours au deuxième repiquage, mais seulement en présence de streptomycine; la perte de la chlorophylle à la lumière se produit alors en 4 à 5 jours. De toute façon, le fait que des cultures décolorées par séjour à l'obscurité et laissées en contact 5 jours avec la streptomycine à l'obscurité verdissent à la lumière en présence de l'antibiotique montre que celui-ci ne bloque pas la synthèse de la chlorophylle. Le fait que des flagellés, qui laissés 24 heures de plus à l'obscurité seraient devenus définitivement incapables de synthétiser la chlorophylle, verdissent à la lumière en présence de streptomycine, montre qu'une substance élaborée à la faveur de la photosynthèse, vraisemblablement la chlorophylle, exerce une action protectrice partielle sur les plastes. Rappelons à ce propos que la streptomycine précipite les nucléoprotéines de la chloroplastine ([3]).

([3]) H. v. Euler, M. Bracco et L. Heller, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 16-18.

Quel est alors le mécanisme du pâlissement et celui de la perte du pouvoir de synthétiser la chlorophylle? Il semble bien que le pâlissement soit dû à une diminution du nombre des chloroplastes; celle-ci pourrait résulter d'un changement de la vitesse relative de leur multiplication. Mais ce mécanisme, s'il intervient, n'est certainement pas seul en cause. Les flagellés à chlorophylle sont en effet favorisés à la lumière par rapport aux flagellés incolores. On ne s'expliquerait donc pas l'incapacité à reverdir que montrent tous les flagellés d'une culture si la streptomycine ne produisait pas une lésion irréversible des plastes entraînant l'arrêt de leur reproduction. Il arrive en effet que des cultures traitées par la streptomycine à l'obscurité montrent 1 à 4 plastes jaunâtres, cependant incapables de se reproduire, car les cultures repiquées à la lumière dans un milieu sans antibiotique font souche de flagellés incolores. On voit aussi chez des flagellés traités par la streptomycine à la lumière, et en parfait état par ailleurs, des plastes de tonalité verte normale en voie de dégénérescence vacuolaire. La perte du pouvoir de synthétiser la chlorophylle pourrait ainsi être le fait de la disparition des chloroplastes. Mais chez des Euglènes en voie de décoloration à la lumière, on peut constater la présence de petites plaquettes vertes de 3 à 1,2 μ de diamètre, c'est-à-dire beaucoup plus petites que les plastes normaux dont le diamètre varie de 6 à 7,5 μ. En l'absence de chlorophylle, ces plaquettes seraient fort difficiles à reconnaître. On ne peut pas, de toute façon, rejeter l'idée de la persistance, chez les Euglènes incapables de verdir, d'une lignée plastéenne modifiée morphologiquement et biochimiquement de façon irréversible, et qui, du fait de la petite taille de ses éléments constitutifs, pourrait être difficile à mettre en évidence, à l'instar des leucoplastes de certains végétaux supérieurs que l'on ne peut distinguer microscopiquement des mitochondries [4].

BACTÉRIOLOGIE. — *Sur une réaction permettant de distinguer les mycobactéries virulentes des mycobactéries avirulentes.* Note de M. **Paul Hauduroy** et Mlle **Yvonne Postenak**, présentée par M. Joseph Magrou.

R. Dubos [1] a récemment indiqué une réaction qui permettrait de révéler certaines propriétés cytochimiques particulières aux différents types de bacilles tuberculeux et de distinguer ainsi les souches virulentes des souches avirulentes.

Les cellules bactériennes lavées à plusieurs reprises dans de l'alcool méthylique à 50 % sont mises en suspension dans une solution aqueuse, contenant 5 % de NaCl et 1 % de barbiturate de sodium (ou d'un autre tampon alcalin).

---

[4] Un mémoire paraîtra prochainement dans les *Annales de l'Institut Pasteur*.

[1] *American Review of Tuberculosis*, 58, déc. 1948.

A cette solution on ajoute une petite quantité de solution aqueuse de rouge neutre. Ce produit passe immédiatement du rouge au jaune. En 5 à 30 minutes les bacilles en suspension dans le mélange se colorent en rouge s'ils sont virulents, en jaune s'ils sont avirulents.

R. Dubos a opéré sur 22 souches de bacilles tuberculeux humains (souches H 37 Ra et H 37 Rv comprises) et bovins (B. C. G. compris) et a toujours constaté une concordance de sa réaction avec la virulence du bacille étudié.

Nous avons repris l'étude de cette réaction et nous avons examiné : 58 bacilles tuberculeux humains récemment isolés de produits pathologiques, 5 bacilles tuberculeux d'origine bovine, 4 bacilles tuberculeux d'origine aviaire, 67 bacilles *paratuberculeux* d'origines diverses (sol, fumier, smegma, etc.).

Tous les bacilles tuberculeux humains et bovins dont la virulence est incontestable se sont colorés en rouge-pourpre comme l'indique Dubos, et ont conservé cette coloration après 24 heures. Les quatre bacilles aviaires étudiés se sont colorés en rouge-pourpre dans un délai de 30 minutes environ, mais trois d'entre eux ont perdu cette coloration en 24 heures et se sont alors colorés en jaune.

Tous les bacilles *paratuberculeux* étudiés se sont colorés en jaune dans un délai de 30 minutes, cette coloration restant stable.

La réaction ne semble pas dépendre du milieu dans lequel sont cultivés les germes (milieu de Löwenstein, de Dubos, milieux ordinaires pour les bacilles paratuberculeux). Nous avons examiné des souches de bacilles tuberculeux sensibles ou résistantes à la streptomycine : elles se sont comportées de la même façon, ce qui confirmerait l'opinion que virulence et résistance aux antibiotiques sont des qualités indépendantes.

Dans la limite de nos essais, nous pouvons donc confirmer la valeur de la réaction indiquée par Dubos que nous nous proposons de contrôler sur une échelle plus vaste étant donnée son importance.

PHYSIOLOGIE MICROBIENNE. — *De quelques phanérogames douées de propriétés antibiotiques* in vitro. Note (*) de MM. **Auguste Sartory**, **André Quevauviller** et **Pierre Richard**, présentée par M. René Souèges.

L'étude de l'action antibiotique des végétaux supérieurs sur les microbes a déjà fait l'objet de nombreuses recherches. On en trouvera une excellente vue d'ensemble dans un article récent de D. Vincent [1]. Nous apportons ici notre

---

(*) Séance du 21 février 1949.

[1] *Produits pharmaceutiques*, 3, n°s 8 et 9, 1948, p. 341 et 391.

contribution à ce problème. Des extraits aqueux ou alcooliques ont été préparés, selon les procédés indiqués dans la thèse que va soutenir l'un de nous ([2]), à partir de 300 plantes fraîches ou sèches. L'action antibiotique éventuelle a été étudiée par la méthode de Heatley et vérifiée par la méthode des dilutions, sur les quatre Bactéries suivantes : *Staphylococcus aureus*, *Pseudomonas æruginosa*, *Escherichia coli* et *Bacillus subtilis*. Des essais complémentaires ont porté sur : *Eberthella typhosa*, *Bacillus megatherium*, des germes du groupe diphtérique, etc.

Nous ne donnons ici que la liste des phanérogames qui, au cours de nos essais, ont révélé des propriétés antibiotiques *in vitro*, non encore mises en évidence par ces techniques, à notre connaissance.

Nous les classons en quatre groupes selon leur activité antimicrobienne vis-à-vis du *Staphylococcus aureus*.

PREMIER GROUPE. — 0,5 à 1 unité Oxford par centimètre cube d'extrait ([3]) :

Anthemis nobilis L. (Composées)	également	active sur	P. C.
Anthemis tinctoria L. (Composées)	»	»	P.;
Balsamita suaveolens Pers. (Composées)	»	»	P. C.;
Carduus crispus L. (Composées)	»	»	C. Pn.
Chrysanthemum cineriæfolium Vis. (Composées)	»	»	P. C. S. D. M.
Anemone nemorosa L. (Renonculacées)	»	»	P. C. D. T.
Sisymbrium Alliaria Scop. (Crucifères)	pas active sur les autres microbes étudiés.		
Hypericum perforatum L. (Hypéricacées)	»	»	» »
Ajuga Chamæpytis Schreb (Labiées)	»	»	» »
Ajuga reptans L. (Labiées)	»	»	» »

DEUXIÈME GROUPE. — 0,25 unité Oxford par centimètre cube d'extrait.

Xanthium spinosum L. (Composées)	également	active sur	C.
Cichorium Intybus L. (Composées)	»	»	C.
Hieracium Pilosella L. (Composées)	»	»	C. S.
Matricaria Chamomilla L. (Composées)	»	»	C.
Tussilago Farfara L. (Composées)	»	»	P. C.
Euphorbia Lathyris Scop. (Euphorbiacées)	»	»	P. C. M.
Lavendula vera DC. (Labiées)	»	»	P. C.
Lythrum Salicaria L. (Lythracées)	»	»	C.

([2]) P. RICHARD, *Contribution à l'étude des Phanérogames antibiotiques* (*Thèse Doct. Univ. Pharm.*, Paris, 1949).

([3]) St = *Staphylococcus aureus*; P = *Pseudomonas æruginosa*; C = *Escherichia coli*; S = *Bacillus subtilis*; M = *Bacillus megatherium*; Pn = *Klebsiella pneumoniæ*; D = *Corynebacterium diphteriæ*; T = *Ebertella typhosa*.

Polygonatum vulgare Desf. (Liliacées).....	également active sur P. C. M.
Rumex Acetosella L. (Polygonacées)........	» » P. C.
Achillea Millefolium L. (Composées).......	pas active sur les autres microbes étudiés.
Dipsacus sylvestris Mill. (Dipsacées)........	» »
Gentiana germanica L. (Gentianacées).....	» »
Brunella vulgaris L. (Labiées).............	» »
Althæa officinalis L. (Malvacées)...........	» »
Agrimonia odorata Mill. (Rosacées)........	» »
Agrimonia Eupatoria L. (Rosacées)........	» »
Asperula odorata L. (Rubiacées)...........	» »

Troisième groupe. — 0,10 unité Oxford par centimètre cube d'extrait.

Arnica montana L. (Composées)...........	également active sur C.
Artemisia Absinthium L. (Composées)......	» » C.
Inula Helenium L. (Composées)...........	» » C. S.
Cirsium lanceolatum Scop. (Composées)....	» » C. S.
Geranium pyrenaicum L. (Géraniacées)....	» » P. C.
Lamium Galeobdolon Cr. (Labiées)........	» » D.
Sedum Cepæ L. (Crassulacées).............	pas active sur les autres microbes étudiés.
Sedum reflexum L. (Crassulacées).........	» »
Chlora perfoliata L. Willd. (Gentianacées)..	» »
Cicendia pusilla Grisel. (Gentianacées).....	» »
Betonica officinalis L. (Labiées)...........	» »

Quatrième groupe. — Inférieure à 0,1 unité Oxford par centimètre cube d'extrait.

Symphytum officinale L. (Boragacées).....	également active sur C.
Calendula arvensis L. (Composées).........	» » C. S.
Gaillardia aristata Pursh. (Composées)....	» » S. M. D.
Oxalis Acetosella L. (Oxalidacées).........	» » C.
Galium Cruciata Scop. (Rubiacées)........	» » C. S. T. M.

Parmi les plantes les plus actives, retenons certaines Camomilles, Matricaires et Pyrèthres, la Balsamine odorante, le Chardon crépu, l'Alliaire, le Millepertuis, la Piloselle, le Millefeuille, le Tussilage, etc. Or, ces plantes ne sont pas toutes à essence. Il est donc possible que certaines d'entre elles contiennent des substances proprement antibiotiques que la chimie extractive permettra peut-être d'isoler.

IMMUNOLOGIE. — *Effet des injections de rappel sur le taux des anticorps des molécules organiques de faible poids moléculaire.* Note (*) de MM. **Jean Loiseleur, Robert Wahl** et Mlle **Muguette Sauvage**, présentée par M. Jacques Trefouël.

On sait ([1]) que les molécules organiques de faible poids moléculaire entraînent, à condition que la méthode de préparation des animaux soit adaptée à la grande diffusibilité de l'antigène, la formation d'anticorps, apparaissant 3 à 4 jours après la cessation des injections préparantes, et décelables par la méthode de viscosité. La sensibilité de cette technique augmente si l'on opère sur la γ-globuline où l'anticorps est localisé; on constate alors la persistance de l'anticorps pendant quelques semaines (2 à 5 et même plus, selon le pouvoir antigène de la molécule organique expérimentée), souvent accompagnée du pouvoir floculant. Nous apportons ici l'observation du relèvement du taux de l'anticorps quand l'animal, laissé au repos pendant quelques semaines après la période initiale de préparation, subit à nouveau l'injection d'une faible dose d'antigène.

Nous avons opéré avec des antigènes très divers : saccharose, lactate, tartrate, salicylate de Na, véronal, alanine. Le Lapin subit d'abord, pendant une durée de 11 à 24 jours une préparation initiale par une forte dose d'antigène (dose variant de 4 à 25g selon l'antigène). Après une période de repos, l'animal est à nouveau traité par l'antigène, mais avec une dose beaucoup plus faible. Dans les premières expériences, ces doses étaient le dixième de l'injection préparante. Puis nous avons progressivement diminué à la fois le nombre des injections ainsi que le poids total d'antigène : les expériences nos 8, 9, 10, 11, sur quatre lapins préparés initialement avec un même poids de salicylate de Na, montrent qu'une seule réinjection de l'antigène, avec une dose 22 fois plus faible que l'injection initiale, entraîne un relèvement de 166 % du taux des anticorps.

Le tableau reproduit l'ensemble de nos expériences. On constate que le second traitement par l'antigène entraîne toujours une augmentation (parfois considérable) du taux des anticorps.

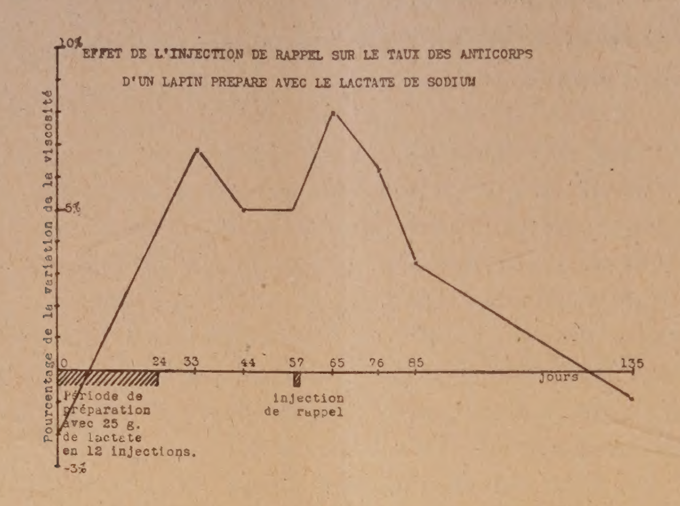
La courbe reproduit l'ensemble de l'une des expériences (avec le lactate de Na). 9 jours après la période de préparation (42 injections de 25g de lactate

---

(*) Séance du 21 février 1949.

([1]) J. Loiseleur, *Comptes rendus*, **122**, 1946, p. 159, 461, 978 et 1013; **226**, 1948, p. 1861 et 1927.

à un lapin de 2^{kg}), la présence de l'anticorps entraîne une augmentation de 6,8 % de la viscosité de la γ-globuline. Après un repos de 10 jours, le taux de l'anticorps a diminué et l'épreuve de viscosité n'enregistre plus qu'une aug-



mentation de 5 %. Un second traitement, dix fois plus faible que le traitement initial (2^g,4 de lactate en 4 injections), entraîne le relèvement à 8 % du test de viscosité, c'est-à-dire une augmentation de 60 % du taux des anticorps.

Augmentation du taux des anticorps consécutivement à un second traitement par une faible dose d'antigène.

		Préparation initiale de l'animal.				Période de repos.		Injection de rappel.				
Nº.	Antigène.	Durée.	Nombre d'injections préparantes.	Poids total d'antigène injecté.	Taux du test de viscosité.	Temps écoulé depuis la fin de la préparation initiale.	Taux du test de viscosité.	Nombre d'injections.	Poids total d'antigène injecté.	Jours écoulés depuis le rappel.	Taux du test de viscosité.	Augmentation consécutive.
		j		g		j			g	j		%
1	Lactate de Na...	22	42	25	+ 6,8	23	+5	4	2,4	7	+ 8	+ 60
2	Saccharose.....	13	26	16	+ 7,3	23	+7,3	3	0,37	3	+12,5	+ 57
3	Alanine........	13	26	5	+ 7,5	23	+5	2	0,3	4	+ 8	+ 60
4	Phénol........	22	42	8,4	+ 8,5	33	+1,7	4	0,8	7	+ 7,2	+323
5	Hydroquinone..	11	21	2,8	+ 9,3	18	+9,3	4	0,5	21	+11,7	+ 15
6	Tartrate de Na..	13	26	14,1	+11,5	23	+5,8	3	0,37	2	+10	+ 72
7	Véronal.......	24	42	4,2	+3,2	33	+3,3	4	0,4	18	+ 8,1	+153
8	Salicylate de Na.	14	22	8,2	+4,9	12	+4,9	4	1,5	10	+ 9	+ 83
9	»	14	22	8,2	+3,1	12	+3,1	2	0,75	10	+ 6,8	+119
10	»	14	22	8,2	+2,7	12	+2,7	1	0,37	10	+ 7,2	+166
11	»	14	22	8,2	+6,4	12	+6,4	1	0,075	10	+ 8	+ 25

En résumé, à côté des propriétés antigéniques déjà signalées, les antigènes de faible poids moléculaire reproduisent l'un des phénomènes qui caractérise le mieux les antigènes protéidiques : l'action des injections de rappel.

A 15h35m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

M. le **Président**, au nom de la Commission chargée de dresser une liste de candidats à la place vacante dans la Section des Applications de la Science à l'Industrie, par le décès de M. *Louis Lumière*, présente la liste suivante :

En première ligne	M. **Hippolyte Parodi**.
En seconde ligne, ex æquo, *par ordre alphabétique* ...	MM. **Paul Bloch-Dassault**. **Paul Dumanois**. **André Léauté**.
En troisième ligne, ex æquo, *par ordre alphabétique* ...	MM. **Édouard Belin**. **Jean Fieux**.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu dans la prochaine séance.

La séance est levée à 17h40m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 12 mai 1947.).

Note présentée le 17 mars 1947, de M. *Dragolioub Milosavliévitch*, Détermination de la liaison entre la pression et la température d'ébullition correspondante :

Page 1345, avant-dernière ligne, *au lieu de*

$$\frac{d(lnx)}{b-m(lnx-x)}=\frac{dT}{d}, \quad \textit{lire} \quad \frac{d(lnx)}{b-m(lnx-x)}=\frac{dT}{T}.$$